



Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

ESTUDO DO COMPORTAMENTO DIELÉTRICO DE EQUIPAMENTOS DE
MANOBRA EM MÉDIA TENSÃO ATRAVÉS DE *SOFTWARE* BASEADO NO
MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS

ERICK SILVA DE SÁ

São Cristóvão, Sergipe, Brasil
Janeiro de 2019

ESTUDO DO COMPORTAMENTO DIELÉTRICO DE EQUIPAMENTOS DE MANOBRA
EM MÉDIA TENSÃO ATRAVÉS DE *SOFTWARE* BASEADO NO MÉTODO DOS
ELEMENTOS FINITOS

ERICK SILVA DE SÁ

Dissertação de Mestrado apresentada ao
Programa de Pós-graduação em Engenharia
Elétrica (PROEE), da Universidade Federal de
Sergipe, como parte dos requisitos necessários
à obtenção do título de Mestre em Engenharia
Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Tarso Vilela Ferreira.

São Cristóvão, 2019



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
PRÓ-REITORIA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA-PROEE

TERMO DE APROVAÇÃO

“Estudo do comportamento dielétrico de equipamentos de manobra em média tensão através de software baseado no método dos elementos finitos”

Discente:

Erick Silva de Sá

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Sergipe, como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Aprovada pela banca examinadora composta por:

Prof. Dr. Carlos Alberto Villacorta Cardoso (PROEE/UFS)
Presidente

Profa. Dra. Andréa Araújo Sousa (DEL/UFS)
Examinadora Externa

Prof. Dr. José Maurício de Barros Bezerra (UFPE)
Examinador Externo

Erick Silva de Sá
Candidato

Cidade Universitária “Prof. José Aloísio de Campos”, 29 de janeiro de 2019.

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE**

S111e Sá, Erick Silva de
Estudo do comportamento dielétrico de equipamentos de manobra em média tensão através de *software* baseado no método dos elementos finitos / Erick Silva de Sá ; orientador Tarso Vilela Ferreira. - São Cristóvão, 2019.
88 f. : il.

Dissertação (mestrado em Engenharia Elétrica) – Universidade Federal de Sergipe, 2019.

1. Engenharia elétrica. 2. Dielétricos. 3. Ionização. 4. Método dos elementos finitos. 5. Campos elétricos. I. Ferreira, Tarso Vilela orient. II. Título.

CDU 621.3

Dedico este trabalho ao meu Senhor
Jesus Cristo, a minha mãe e a minha
esposa.

Agradecimentos

Diante de tantas circunstâncias que ocorrem em nossas vidas, sendo-as boas ou ruins, creio que a gratidão deve se fazer presente em todos os momentos. Sou grato ao meu Senhor que tem me dado força, saúde e esperança nas mais diversas situações. “Ele me amou primeiro, e eu o amarei para sempre”.

Dito isso, uma pessoa foi e é muito importante, tanto no processo desse trabalho, quanto na minha vida. Salomão escreveu: “a mulher virtuosa quem a achará? O seu valor excede o de muitos rubis”, tenho muita sorte, pois eu a encontrei! Obrigado minha amiga, companheira e fiel confidente, eu te amo Raquel Suellen Sousa Hora de Sá. À minha mãe Jaci Chagas da Silva, a qual sempre acreditou em mim e tem sido ao longo da minha vida, minha força e admiração, obrigado mãezinha.

Aos meus avós maternos, Júlio Chagas (*in memoriam*) e Maria Dantas, e paternos, Abel Meneses e Ana Resende, que me auxiliaram desde a minha infância até o presente momento com suas experiências e conselhos. Ao professor Dr. Douglas Bressan, que possui enfoque de pesquisa em outra área, contudo, iniciou comigo os trabalhos e me ajudou muito nessa jornada. Ao meu orientador, professor Dr. Tarso Vilela Ferreira, que me proporcionou diversas experiências no mundo da pesquisa, e me indicou o caminho que eu deveria seguir, ainda que não houvesse esperança, muito obrigado por acreditar mesmo quando eu não o fazia.

A todos os meus amigos do programa de pós-graduação em engenharia elétrica, que de maneira direta ou indireta me ajudaram com essa dissertação, alguns contribuindo tecnicamente, outros emocionalmente e alguns mais íntimos, somente batendo um papo e tomando um café. Em especial ao Marcelino Galdino, Reginaldo Barnabé, Mateus Ventura e Talita Alves. Agradeço ao senhor Heráclito Passos da H.P. eletricidade, pelo fornecimento das chaves que constituíram essa pesquisa.

Ao pessoal da divisão de projetos que me apoiou desde o início nessa jornada, em particular ao meu amigo Cleômenes Maia; minha Engenheira perfeccionista, Grace Monique; ao sábio Bruno Mota; ao meu eterno patrão Flávio Góes; a carismática Lia Tavares; ao grande Gilson dos Santos; ao companheiro de labuta Antônio Pereira e ao grande líder e inspiração do setor, a saber, Jorge Antônio Vieira Gonçalves.

Agradeço também aos pesquisadores que ajudaram e enriqueceram muito este trabalho com suas críticas, experiência e contribuições: Arthur Francisco Andrade (doutorando na Universidade Federal de Campina Grande), Edson Guedes da Costa (professor na Universidade Federal de Campina Grande), Estácio Tavares Wanderley Neto (professor na Universidade Federal de Itajubá), Gabriel Henrique de Faria

(doutorando na Universidade Federal de Itajubá), Gabriel Vidal Negreiros Bezerra (professor do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia da Bahia) e Gustavo Paiva Lopes (professor na Universidade Federal de Itajubá).

Aos Laboratórios de Alta Tensão da Universidade Federal de Campina Grande e da Universidade Federal de Itajubá, e às pessoas que os fazem, pelo apoio técnico-científico, pela cessão de resultados de ensaios e de capacidade de processamento de dados.

No mais, peço perdão àqueles que não foram mencionados nesta seção, entretanto mesmo não lembrando o nome de todos, quero que saibam que sou muito grato e ciente da contribuição de cada um para a finalização deste trabalho. Finalizo com a frase que me fez iniciar esse projeto, quando nem eu mesmo acreditava: “Ninguém corre uma maratona sem dar o primeiro passo”.

Divide et impera

Resumo da Dissertação apresentada ao PROEE/UFS como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre (Me.)

ESTUDO DO COMPORTAMENTO DIELÉTRICO DE EQUIPAMENTOS DE MANOBRA
EM MÉDIA TENSÃO ATRAVÉS DE *SOFTWARE* BASEADO NO MÉTODO DOS
ELEMENTOS FINITOS

Erick Silva de Sá

Janeiro/2019

Orientador: Prof. Dr. Tarso Vilela Ferreira

Programa: Engenharia Elétrica

Este trabalho propõe a análise do comportamento dielétrico e a modelagem dos fenômenos de ionização e deionização do ar em chaves de manobra/proteção de média tensão - via mapeamento de campo elétrico. Para tal foram utilizados algoritmos numéricos e simulações em *software* baseado no método dos elementos finitos, considerando particularmente chaves seccionadoras, e chaves fusíveis frente a descargas atmosféricas padronizadas e não padronizadas. A partir dessa análise, mapeou-se as regiões críticas com maior probabilidade de falha e foram realizadas modificações geométricas e/ou funcionais na estrutura desses dispositivos. Tais modificações minimizaram as altas concentrações de campo elétrico ao redor da geometria do equipamento, e identificou os possíveis valores de tensão que ocasionariam a ruptura do meio dielétrico desses equipamentos por meio da modelagem dos fenômenos de ionização e deionização do ar.

Palavras-chave: Comportamento dielétrico, ionização e deionização do ar, método dos elementos finitos, ruptura do meio dielétrico.

Abstract of Dissertation presented to PROEE/UFS as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master.

STUDY OF THE DIELECTRIC BEHAVIOR OF MANUFACTURING EQUIPMENT
IN AVERAGE VOLTAGE THROUGH SOFTWARE BASED ON THE METHOD OF
FINITE ELEMENTS

Erick Silva de Sá

January /2019

Advisor: Prof. Dr. Tarso Vilela Ferreira

Program: Electrical Engineering

This work proposes the analysis of the dielectric behavior and the modeling of the ionization and air deionization phenomena in medium voltage protection / maneuvering switches - via electric field mapping. For this, numerical algorithms and software simulations based on the finite element method were used, particularly considering switch disconnectors, and fuse switches against standardized and non-standardized atmospheric discharges. From this analysis, critical regions with the highest probability of failure were mapped and geometric and / or functional modifications were made in the structure of these devices. These modifications minimized the high concentrations of electric field around the geometry of the equipment, and identified the possible voltage values that would cause the rupture of the dielectric medium of these equipment through the modeling of the air deionization/ionization phenomena.

Keywords: Dielectric behavior, ionization and air deionization, rupture PF the dielectric medium.

Sumário

Agradecimentos	v
Sumário	x
Lista de Figuras.....	xii
Lista de Tabelas	xv
Lista de Abreviaturas	xvi
Lista de Símbolos.....	xvii
Capítulo 1 Introdução.....	19
1.1 Motivação.....	20
1.2 Objetivos	20
1.3 Estrutura do Trabalho.....	21
Capítulo 2 Fundamentação Teórica.....	22
2.1 Descargas Atmosféricas	22
2.1.1 Descargas atmosféricas diretas.....	24
2.1.2 Descargas atmosféricas indiretas.....	25
2.2 Conformidade de Campos Elétricos.....	25
2.3 Descargas disruptivas em eletrodos isolados a ar	26
2.3.1 Modelo de Townsend	27
2.3.2 Modelo de <i>Streamer</i>	30
2.4 Modelos de ionização.....	35
2.4.1 Modelo de ionização do solo.....	35
2.5 Equipamentos de manobra/proteção de média tensão	38
2.5.1 Chave Seccionadora Unipolar	38
2.5.2 Chave fusível unipolar.....	40
2.5.3 Curva característica tensão de pico por tempo de interrupção.....	41
2.6 Método dos Elementos Finitos.....	42
Capítulo 3 Revisão bibliográfica.....	45
3.1 Descargas atmosféricas e sobretensões	45
3.2 Modelagem do fenômeno de ionização do ar	48
Capítulo 4 Material e Métodos.....	53
4.1 Material	53
4.2 Métodos.....	54

4.2.1	Modelagem das chaves	55
4.2.2	Mapeamento de campo elétrico.....	55
4.2.3	Modelo de ionização e deionização.....	56
4.2.3.1	Implementação do modelo pontual com as devidas modificações	58
Capítulo 5 Análises e Resultados		60
5.1	Modelagem das chaves	60
5.2	Mapeamento de campo elétrico	61
5.2.1	Simulação eletrostática da chave seccionadora	61
5.2.2	Simulação eletrostática da chave fusível.....	66
5.3	Modelo de ionização e deionização	70
5.3.1	Chave seccionadora	70
5.3.1.1	Caso de disrupção para forma de onda padronizada 1,2 μ s/50 μ s na polaridade positiva	71
5.3.1.2	Caso de não ruptura com impulso positivo de tensão padronizado 1,2 μ s/50 μ s	72
5.3.1.3	Caso de ruptura com impulso positivo de tensão não padronizado 5,0 μ s/50 μ s amplitude 141,9 kV.	73
5.3.1.4	Curva V_{xt} para forma de onda positiva 1,2 μ s/50 μ s.	74
5.3.1.5	Curva $V \times t$ para forma de onda negativa 1,2 μ s/50 μ s.....	74
5.3.1.6	Curva V_{xt} para forma de onda positiva 5,0 μ s/50 μ s.	75
5.3.1.7	Curva V_{xt} para forma de onda negativa 5,0 μ s/50 μ s.	76
5.3.2	Chave fusível.....	76
5.3.2.1	Caso de disrupção para forma de onda padronizada 1,2 μ s/50 μ s na polaridade positiva.	76
5.3.2.2	Caso de disrupção para forma de onda não padronizada 0,5 μ s/5 μ s na polaridade negativa.	78
5.3.2.3	Curva V_{xt} para forma de onda positiva 1,2 μ s/50 μ s.	79
5.3.2.4	Curva V_{xt} para forma de onda negativa 1,2 μ s/50 μ s.	79
5.3.2.5	Curva V_{xt} para forma de onda positiva 0,5 μ s/5 μ s.	80
5.3.2.6	Curva $V \times t$ para forma de onda negativa 0,5 μ s/5 μ s.....	81
Capítulo 6 Conclusões e trabalhos futuros		82
Referências Bibliográficas		84

Lista de Figuras

Figura 1- Descargas atmosféricas nuvem-solo: (i) Descendente negativa; (ii) Descendente positiva; (iii) Ascendente positiva; (iv) Ascendente negativa.....	23
Figura 2- Forma de onda padronizada de 1,2 μ s de tempo de frente e 50 μ s de tempo de cauda.	23
Figura 3- Propagação do surto de corrente após incidência de uma descarga direta em um condutor.	24
Figura 4- Modelo experimental de Townsend.	28
Figura 5- Comportamento da corrente elétrica observada no experimento de Townsend.	28
Figura 6- Distorção do campo elétrico original causado pelas cargas espaciais.	31
Figura 7- Distribuição do campo elétrico não uniforme em um determinado espaçamento.	33
Figura 8- Propagação do <i>streamer</i> em filamentos diante de uma distribuição de campo elétrico não uniforme.	34
Figura 9- Comportamento da tensão e corrente após <i>streamer</i> e posterior disrupção da isolamento.	35
Figura 10- Ilustração do modelo de Liew e Darveniza para uma haste nua.	36
Figura 11- Ilustração dos fenômenos da ionização e deionização do solo de Liew e Darveniza.	37
Figura 12- Chave seccionadora unipolar classe 15 kV.	39
Figura 13- Chave fusível unipolar classe 15 kV.	41
Figura 14- Curvas V_{xt}	42
Figura 15- Discretização de parte da chave seccionadora unipolar classe 15 kV utilizada na simulação.	43
Figura 16- Modelo de chave seccionadora unipolar classe 15 kV utilizada para as simulações.	53
Figura 17- Modelo de chave fusível unipolar classe 15 kV utilizada para as simulações.	54
Figura 18- Descarga disruptiva ocasionada por aplicação de impulso de tensão em laboratório.	55
Figura 19- (a) Arranjo de cabos coaxiais simulado em 1D (b)- Arranjo ponta plano simulado em 2D.	57
Figura 20- Modelo tridimensional da chave seccionadora unipolar classe 15 kV.	60
Figura 21- Modelo tridimensional da chave fusível unipolar classe 15 kV.	61
Figura 22- Forma de onda padronizada 1,2/50 μ s com valor de crista de 107 kV.	62
Figura 23- Representação do campo elétrico na chave seccionadora monopolar da classe 15kV.	62
Figura 24- Linhas que representam o caminho sobre o qual foi medido o campo elétrico.	63

Figura 25- Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia original da chave.	63
Figura 26- Novo modelo de chave seccionadora classe 15 kV.	64
Figura 27- Discretização do novo modelo da chave seccionadora classe 15 kV.	64
Figura 28 - (a) Chave seccionadora original (b)- Chave seccionadora modificada-	65
Figura 29 - Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia modificada da chave.	65
Figura 30- Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia com incremento da isolação.....	66
Figura 31 - Linhas que representam o caminho de maior probabilidade de ocorrência das descargas disruptivas na chave fusível original.....	67
Figura 32 - Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia original da chave.	67
Figura 33 - (a) Chave Fusível original (b)- Chave Fusível modificada.....	68
Figura 34 - Perfis de campo elétrico das linhas que representam os caminhos com as maiores ocorrências de descargas disruptivas no novo protótipo da chave fusível.....	69
Figura 35 - Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia com incremento da isolação.....	69
Figura 36 - Forma de onda de tensão padronizada de 1,2/50 μ s.....	71
Figura 37 - Comportamento da resistividade em função do tempo, diante do fenômeno de ionização e deionização do ar.	72
Figura 38 - Processo de ionização e deionização em chave seccionadora para forma de onda padronizada com polaridade positiva.....	72
Figura 39 - Forma de onda de tensão negativa não padronizada de 5,0 μ s /50 μ s.....	73
Figura 40 - Comportamento da resistividade em função do tempo para forma de onda negativa e não padronizada 5.0 μ s/50 μ s.	73
Figura 41 - Curva V x t para polaridade positiva da forma de onda padrão 1,2 μ s /50 μ s.	74
Figura 42 - Curva Vxt para polaridade negativa da forma de onda padrão 1,2 μ s /50 μ s.	75
Figura 43 - Curva Vxt para polaridade positiva da forma de onda não padronizada 5,0 μ s /50 μ s.....	75
Figura 44 - Curva Vxt para polaridade negativa da forma de onda não padronizada 5,0 μ s /50 μ s.....	76
Figura 45 - Forma de onda de tensão padronizada de 1,2 μ s /50 μ s.....	77
Figura 46 - Comportamento da resistividade em função do tempo, diante do fenômeno de ionização e deionização do ar.	77
Figura 47 - Forma de onda de tensão não padronizada de 0,5 μ s /5 μ s.....	78
Figura 48 - Comportamento da resistividade em função do tempo, diante do fenômeno de ionização e deionização do ar.	78
Figura 49 - Curva Vxt para polaridade positiva da forma de onda padrão 1,2 μ s /50 μ s.	79

Figura 50 - Curva Vxt para polaridade negativa da forma de onda padrão 1,2 μ s /50 μ s.	80
Figura 51 - Curva Vxt para polaridade positiva da forma de onda não padronizada 0,5 μ s /5 μ s.....	80
Figura 52 - Curva Vxt para polaridade negativa da forma de onda não padronizada 0,5 μ s /5 μ s.....	81

Lista de Tabelas

Tabela 1- Evolução do estudo das sobretensões originadas por descargas atmosféricas e a modelagem do fenômeno de ionização e deionização do ar.	52
Tabela 2- Constantes dos materiais utilizados nas simulações.	55
Tabela 3 - Comparativa entre as chaves seccionadoras de 15 kV.	66
Tabela 4 - Tabela comparativa entre as chaves fusível de 15 kV.	70
Tabela 5 - Tabela dos impulsos de tensão simulados nas chaves: seccionadora e fusível.	70

Lista de Abreviaturas

MEF	Método dos Elementos Finitos, p. 20
NBI	Nível Básico de Isolamento, p. 40
NIM	Nível de Impulso de Manobra, p. 40
PROEE	Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, p. viii
SEP	Sistema Elétrico de Potência, p. 19
UFS	Universidade Federal de Sergipe, p. viii

Lista de Símbolos

μ	Micro
s	segundo
Z_s	Impedância característica da linha
I_p	Corrente de retorno
U_d	Sobretensão resultante
C	Capacitância
L	Indutância
E	Intensidade de Campo elétrico
$\nabla\varphi$	Gradiente da tensão aplicada
a_x	Componente do vetor na posição x
a_y	Componente do vetor na posição y
a_z	Componente do vetor na posição z
\mathbf{r}	Vetor posição coordenadas (x,y,z)
η	Fator de utilização de campo elétrico
$E_{\text{médio}}$	Campo elétrico médio
$E_{\text{máximo}}$	Campo elétrico máximo
V	Tensão aplicada
d	Comprimento da lacuna entre os eletrodos
e^-	Unidade de carga elementar do elétron
A	Átomo neutro
A^+	Íon positivo
ε	Energia alcançada pelo elétron
V_i	Potencial de ionização
dn	Crescimento infinitesimal do número de elétrons
n_e	Número de elétrons liberados do cátodo
dx	Distância infinitesimal para cálculo do número de elétrons
α	Primeiro coeficiente de ionização
i	Corrente no processo de ionização
i_0	Corrente foto elétrico

e^{ad}	Fenômeno da avalanche de elétrons
A_g	Constante do gás
B_g	Constante do gás
$\frac{E}{p}$	Relação campo elétrico pressão nos gases
γ	Coeficiente de ionização secundário
ϵ_0	Permissividade do meio
R	Raio da esfera
R_m	Média radial da difusão da avalanche
D	Coeficiente de difusão
v_d	Deslocamento dos elétrons
x_c	Comprimento crítico da avalanche
J_c	Densidade crítica de corrente
E_c	Campo elétrico crítico
ρ_0	Resistividade do ar
τ_1	Constante de ionização
τ_2	Constante de deionização
V_{xt}	Curva de tensão de pico x tempo de disrupção
ϵ_r	Permissividade relativa
σ	Resistividade elétrica

Capítulo 1

Introdução

Os sistemas elétricos de potência (SEP) sofrem distúrbios devido à ocorrência das descargas atmosféricas, que podem ocasionar desde o desligamento de parte do sistema a avarias nos equipamentos que o compõe. Quando ocorrem os desligamentos não programados as concessionárias sofrem danos materiais e são penalizadas com a aplicação de multas, o que influi nos índices de confiabilidade, e a sua imagem diante da opinião pública é afetada.

Devido ao alto índice de ocorrência de descargas atmosféricas no Brasil com prejuízos estimados em torno de 1 bilhão de reais anuais [1], faz-se necessário que ensaios e estudos sejam realizados de forma a minimizarem os danos causados ao sistema. Assim, nas diversas condições em que é essencial a utilização de um equipamento em tensões mais elevadas, é realizado um estudo rigoroso da estrutura do seu isolamento e da distribuição de campo elétrico [2]. Tais estudos devem levar em consideração não somente a parcela sólida do isolamento - em geral constituída de vidro, porcelana ou material polimérico) - mas também consideram o ar atmosférico nas redondezas desses componentes, dado que boa parte das descargas que acontecem no ar, ocorrem superficialmente aos isolamentos sólidos. O ar atmosférico, por sua vez, caracteriza-se por ser um isolante gasoso.

Sob condições normais de temperatura e pressão, os gases são ótimos isolantes, diante disso são comumente utilizados como meio de isolação dos equipamentos de um sistema elétrico. A maioria dos equipamentos elétricos utiliza o próprio ar como meio isolante, e em alguns casos outros gases como nitrogênio (N_2), dióxido de carbono (CO_2), freon (CCl_2F_2) e o hexafluoreto de enxofre (SF_6), também são empregados. Contudo, quando esses gases são submetidos a altos valores de campo elétrico, como, por exemplo, em decorrência das descargas atmosféricas, alguns eventos são ocasionados, entre eles o fenômeno da ionização, que pode originar descargas disruptivas entre os eletrodos de um equipamento do sistema [2].

Entre os equipamentos de uma rede de média tensão, as chaves seccionadoras da classe 15 kV, possuem a menor suportabilidade dielétrica frente a ensaios de descargas que incidem diretamente sobre as linhas, segundo os estudos realizados por Faria [3]. Considerando que uma solução analítica da distribuição de campo elétrico e do fenômeno de ionização apresenta considerável complexidade, simulações

computacionais são cada vez mais utilizadas para o estudo e entendimento desses fenômenos [4]. Tais simulações contribuem para o projeto de equipamentos mais confiáveis e eficazes, o que impacta diretamente no funcionamento do próprio sistema.

1.1 Motivação

Grande parte do Brasil apresenta um alto índice de incidência de descargas atmosféricas do tipo nuvem-solo [5]. Tais eventos podem proporcionar, por incidência direta ou por indução, elevados surtos de tensão nos sistemas de distribuição que podem ocasionar disrupções nos meios dielétricos, falhas elétricas, que prejudicam equipamentos e índices de qualidade do fornecimento de energia.

As falhas caracterizadas por descargas disruptivas em gases dependem diretamente do fenômeno de ionização no ar. Este se refere à formação de íons a partir da colisão de elétrons ou átomos metaestáveis com partículas neutras presentes no ar [6]. O ar tem a capacidade de recuperar suas propriedades isolantes, mesmo após sofrer o processo de ionização, através da recombinação dos portadores de cargas negativas com portadores de cargas positivas. Devido à importância do tema, simulações que representam os fenômenos de ionização, deionização e disrupção no ar, frente à aplicação de impulsos de tensão, são recursos desejáveis em vários campos da física e da engenharia.

Diversas técnicas de simulação do fenômeno de ionização do ar encontram-se em desenvolvimento, dentre elas, destaca-se o Método dos Elementos Finitos (MEF). Contudo, boa parte dos modelos estudados concentram suas linhas de pesquisa na perspectiva microscópica do fenômeno, ou seja, na escala dos portadores de cargas, e devido à minúscula dimensão das malhas de discretização, requerem elevados custos computacionais [7-19]. Em muitos casos, a solução do problema torna-se impraticável para a grande maioria dos computadores atuais, mesmo considerando aplicações práticas com dimensões na ordem de alguns centímetros.

Dessa forma, a motivação científica deste trabalho se concentra tanto no estudo do comportamento dielétrico das chaves seccionadoras e fusíveis de média tensão, quanto na representação dos fenômenos de ionização e deionização do ar, sob a perspectiva macroscópica, quando estas estão submetidas a impulsos de tensão. Desta maneira, pretende-se tornar possível a previsão antecipada, ainda em etapa de projeto, da suportabilidade dielétrica dos equipamentos estudados e consequentemente aumentar a eficiência e confiabilidade do SEP.

1.2 Objetivos

O objetivo principal deste trabalho é avaliar o comportamento dielétrico de chaves fusíveis e chaves seccionadoras de média tensão, frente a impulsos padronizados e não padronizados, via mapeamento de campo elétrico obtido por simulação computacional.

São ainda objetivos específicos do presente trabalho:

- i. Estudar os efeitos causados por descargas atmosféricas que incidem direta e indiretamente em linhas de distribuição, do ponto de vista das chaves;
- ii. Estudar os dispositivos de manobra e manobra/proteção de média tensão, tais como chaves seccionadoras e chaves fusíveis, respectivamente;
- iii. Estudar e aprimorar as simulações nos referidos dispositivos, através do *software* baseado no método dos elementos finitos, para a análise do seu comportamento dielétrico;
- iv. Avaliar, com base no mapeamento de campo elétrico dos dispositivos de manobra e proteção supracitados, as regiões críticas para ionização do ar - caracterizadas por elevada probabilidade de ocorrência de ruptura do meio isolante - e propor uma modelagem que represente o fenômeno em uma escala macroscópica;
- v. Propor modificações geométricas e/ou funcionais na estrutura dos dispositivos, visando minimizar concentrações indesejáveis de campo elétrico.

1.3 Estrutura do Trabalho

Esta dissertação, posteriormente ao Capítulo de Introdução aqui apresentado, é dividida da seguinte forma: no segundo Capítulo é apresentada a Fundamentação Teórica referente aos conceitos abordados neste trabalho; no terceiro Capítulo é apresentada uma revisão bibliográfica, organizada de forma cronológica, relacionada ao comportamento dielétrico de equipamentos que compõem o sistema elétrico de potência, bem como dos métodos que modelam o fenômeno de ionização/deionização do ar; no quarto Capítulo é descrita a metodologia completa para a realização do trabalho; no quinto Capítulo são apresentados os resultados e análises das simulações realizadas; no sexto e último Capítulo estão presentes as conclusões sobre o trabalho, bem como sugestões para pesquisas futuras.

Capítulo 2

Fundamentação Teórica

Este capítulo tem por objetivo apresentar os conceitos da formação das descargas atmosféricas e os efeitos ocasionados pela sua incidência no SEP. É apresentada também a análise da distribuição de campo elétrico e os materiais empregados para contornar efeitos indesejáveis das suas altas concentrações. Finalmente, são dispostos os conceitos referentes à formação das descargas disruptivas em espaçamentos isolados a ar, meio dielétrico utilizado no processo de simulação deste trabalho.

2.1 Descargas Atmosféricas

Os SEP podem sofrer grandes distúrbios devido à ocorrência das descargas atmosféricas. Estas consistem de um fenômeno de origem natural e aleatório, que geralmente ocorrem mediante tempestades. As descargas podem ser descritas como a quebra ou rompimento do ar, meio dielétrico que separa duas superfícies eletricamente carregadas com polaridades distintas, surgindo entre elas uma corrente de alta intensidade em um breve intervalo de tempo [20]. Uma das consequências desses fenômenos são os desligamentos não programados, que além dos danos materiais, causam às concessionárias que operam tais sistemas, penalizações e multas, além da degradação de sua imagem diante da opinião pública.

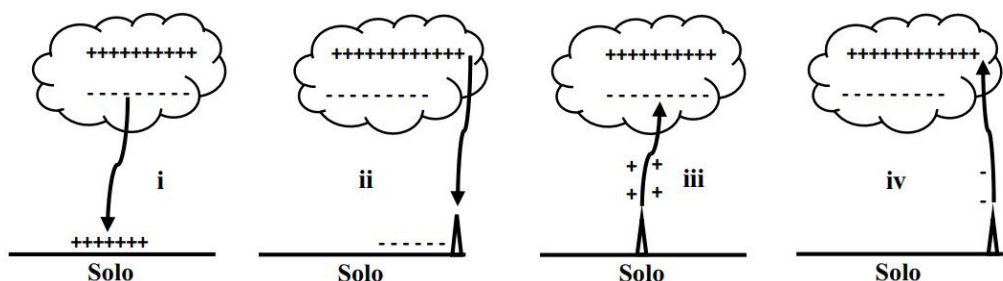
As descargas atmosféricas (surtos de origem externa), relativamente à forma como incidem nos SEP, podem ser classificadas como descargas diretas e descargas indiretas. As descargas diretas incidem de forma franca nos condutores de fase, em um ponto de um cabo pára-raios, ou em um ponto da torre, causando sobretensões de elevadas amplitudes que podem ocasionar a ruptura do meio dielétrico através de um arco elétrico. As descargas indiretas atingem um ponto do solo próximo à linha e apesar de possuírem sobretensões com amplitudes reduzidas se comparadas às das descargas diretas, ocorrem com maior frequência e podem prejudicar gravemente a normalidade do sistema [21].

Há certa ambivalência sobre o termo “descargas indiretas” junto à literatura técnica relacionada ao tema. Em alguns trabalhos utiliza-se o termo “descargas indiretas” para aquelas que incidem nos cabos para-raios ou nas estruturas das torres, e o termo “descargas diretas” somente para aquelas que incidem nos cabos de fase; neste caso, as descargas que incidem no solo são denominadas “descargas nas proximidades” [22]. Em outros trabalhos adotam-se as designações empregadas no texto desta dissertação, as quais demonstram-se mais genéricas, fato que resultou nas suas escolhas,

ou seja, “descargas diretas” para as descargas que atingem qualquer cabo da linha, e “descargas indiretas” para as descargas que atingem o solo próximo [3, 21, 42,50].

Esses fenômenos são caracterizados por surtos de tensão com elevadas amplitudes e taxa de crescimento rápido, de acordo com a classificação da norma internacional IEC 60071-1 [23] e tem duração variando entre 0,1 e 20 μ s. Os tipos de descargas atmosféricas nuvem-solo são ilustrados na Figura 1. A caracterização destas depende da sua polaridade de carga e do seu ponto de iniciação, quanto às descargas ascendentes, estas geralmente são iniciadas por objetos altos, comumente em estruturas superiores a 100 metros, ou por estruturas moderadas que se localizam em topos de montanhas e morros [20].

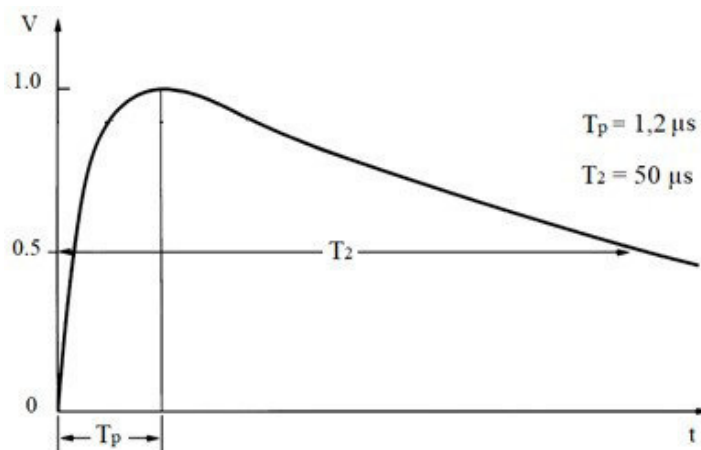
Figura 1- Descargas atmosféricas nuvem-solo: (i) Descendente negativa; (ii) Descendente positiva; (iii) Ascendente positiva; (iv) Ascendente negativa.



Fonte: Adaptado de [20].

Em condições de ensaio, tem-se estabelecido como padrão para descarga atmosférica a forma impulsiva de tensão que possui 1,2 μ s de tempo de frente e 50 μ s de tempo de cauda [24]. Uma representação gráfica desta onda é ilustrada na Figura 2. O tempo de frente da onda corresponde ao período necessário para que esta atinja o seu valor máximo, já o tempo de cauda condiz ao instante em que a onda atinge, na descida, 50 % do seu valor de pico [20].

Figura 2- Forma de onda padronizada de 1,2 μ s de tempo de frente e 50 μ s de tempo de cauda.



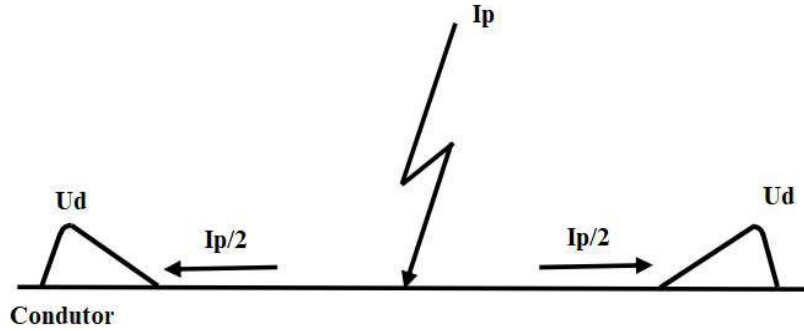
Fonte: Adaptado de [4].

Entretanto, existem muitas formas impulsivas associadas às descargas em que não existem referências normativas que preveem ensaios utilizando tensões impulsivas não padronizadas [25].

2.1.1 Descargas atmosféricas diretas

As descargas atmosféricas que atingem diretamente o sistema elétrico, ainda que menos frequentes, possuem elevadas amplitudes de corrente que causam severos danos. As sobretensões causadas pela incidência direta de uma descarga atmosférica dependem da impedância de surto da linha (Z_s), da corrente incidente (I_p) e do ponto de incidência condutor de fase). Se uma descarga atinge um cabo condutor, a partir do local da ocorrência, a corrente incidente se divide em duas parcelas, percorrendo a linha e causando uma sobretensão proporcional à impedância de surto estabelecida nesta [3]. Este fenômeno é ilustrado na Figura 3.

Figura 3- Propagação do surto de corrente após incidência de uma descarga direta em um condutor.



Fonte: Adaptado de [3].

Sabe-se que o valor da sobretensão resultante (U_d) é dada pela equação 1:

$$U_d = \frac{I_p}{2} \times Z_s \quad (1)$$

A impedância de surto da linha é obtida a partir do conhecimento da capacitância (C) e indutância (L), características da rede, conforme equação 2:

$$Z_s = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2)$$

As descargas em equipamentos, que são ocasionadas devido às sobretensões geradas pelas descargas atmosféricas, são denominadas *flashover*. Outro tipo de descarga, chamada de *back-flashover*, é ocasionada quando uma descarga atmosférica atinge um cabo guarda ou a própria estrutura que sustenta a linha, e se suficientemente elevada pode conduzir a uma descarga da estrutura para o condutor fase [21].

2.1.2 Descargas atmosféricas indiretas

A indução de sobretensões causada pelas descargas indiretas ocorre devido ao acoplamento eletromagnético entre a linha e a descarga, esta ocorrendo geralmente nos pontos mais próximos do incidente [21]. Vários fatores são responsáveis pela amplitude do surto de sobretensão, entre eles: a corrente de descarga, a resistividade do solo, a distância entre a linha e a carga e a geometria da linha.

A medição do surto de tensão induzido em uma linha e a avaliação do seu formato é objetivo de diversos trabalhos [25-27] que se baseiam em métodos computacionais. Foi por meio desses estudos que houve uma maior compreensão da diferença entre as formas impulsivas causadas por descargas atmosféricas indiretas e as descargas diretas. Os tempos de frente causados por descargas indiretas variam entre 1,2 μ s e 3,5 μ s. O tempo de cauda varia entre 4 μ s e 10 μ s. Contudo outros formatos também foram observados, visto que existem muitos fatores que influenciam as sobretensões.

2.2 Conformidade de Campos Elétricos

O SEP pode ser dividido em três subsistemas: geração, transmissão e distribuição. Para minimizar as perdas na transmissão da energia elétrica ao longo de grandes distâncias, níveis de tensão cada vez mais elevados estão sendo utilizados. Arelada ao avanço na tecnologia, a crescente demanda por energia elétrica em um mercado cada vez mais competitivo, faz com que os projetistas sejam forçados a minimizar as dimensões e peso dos equipamentos. Para isso, faz-se necessária uma compreensão completa das propriedades dos materiais isolantes, bem como o conhecimento sobre a conformação do campo elétrico [2].

Os isoladores, em condições normais, impedem o estabelecimento de uma corrente elétrica por caminhos indesejados. Esses são submetidos a altas concentrações de campo elétrico, principalmente em sistemas de alta tensão, o valor do campo elétrico a que um material isolante é submetido é numericamente igual ao gradiente da tensão aplicada, que por sua vez é equivalente à intensidade do campo elétrico, sendo esta representada pela equação 3 [6].

$$E = -\nabla\varphi , \quad (3)$$

sendo E a intensidade de campo elétrico, φ a tensão aplicada e ∇ o operador diferencial, este definido pela equação 4 [6].

$$\nabla \equiv a_x \frac{\partial}{\partial x} + a_y \frac{\partial}{\partial y} + a_z \frac{\partial}{\partial z} , \quad (4)$$

em que a_x , a_y e a_z as componentes do vetor posição \mathbf{r} como expresso pela equação 5:

$$\mathbf{r} = a_x \mathbf{x} + a_y \mathbf{y} + a_z \mathbf{z}. \quad (5)$$

A suportabilidade dielétrica de um determinado material pode ser definida como o estresse elétrico máximo que este pode suportar [6]. Tendo em vista que é de fundamental importância o controle da distribuição de campo elétrico nos equipamentos, principalmente aqueles que estão submetidos a elevados níveis de tensão, alguns fatores permitem analisar o quão bem distribuído esse campo está em torno de um determinado arranjo. Através dos valores de campo elétrico máximo e médio, em um determinado eletrodo, pode-se quantificar o fator de utilização de campo. Este parâmetro, que indica quão uniforme é a distribuição de campo elétrico entre os eletrodos de uma determinada configuração. [6]. A equação 6 define o fator de utilização de campo elétrico.

$$n = \frac{E_{\text{médio}}}{E_{\text{máximo}}}. \quad (6)$$

Os valores que esse fator pode apresentar variam entre 0 e 1, sendo 0 o fator correspondente a um campo completamente não uniforme, e 1 o fator correspondente a um campo totalmente uniforme. O valor do campo médio pode ser calculado conforme a equação 7.

$$E_{\text{médio}} = \frac{V}{d}, \quad (7)$$

em que V é a tensão aplicada e d o comprimento da lacuna entre os eletrodos. Substituindo a equação 7 em 6, obtém-se a equação 8. Observa-se que, quanto mais próximo de zero é o fator de uniformidade de campo, menor é a tensão necessária para que ocorra a ruptura do isolamento de um arranjo ou equipamento.

$$V = E_{\text{máx}} \cdot d \cdot n. \quad (8)$$

2.3 Descargas disruptivas em eletrodos isolados a ar

A formação da descarga disruptiva entre condutores isolados por um meio dielétrico é um fenômeno complexo e influenciado por diversos fatores, conforme já mencionado.

Tal fenômeno é, por vezes, uma consequência do processo de ionização do meio, em que íons são estabelecidos e elétrons são liberados a partir da colisão entre os

átomos neutros e elétrons presentes no gás, e o deslocamento desses portadores de carga do ânodo para o cátodo respectivamente, gera uma alta corrente [3].

Quando o gás é submetido a um determinado campo elétrico ocorrem dois fenômenos opostos: processo de ionização e de deionização. O processo de ionização aumenta a densidade de elétrons no meio, contrário a este, o processo de deionização provoca a redução da densidade de elétrons. Para condições atmosféricas padronizadas, o valor limite de campo elétrico para a ocorrência do processo de ionização e possível ruptura da isolamento, sob condições normais (temperatura 20°C; pressão 101,3 kPa, umidade 11 g/m³) para campos uniformes $\eta=1$ é de aproximadamente 26 kV/cm [6].

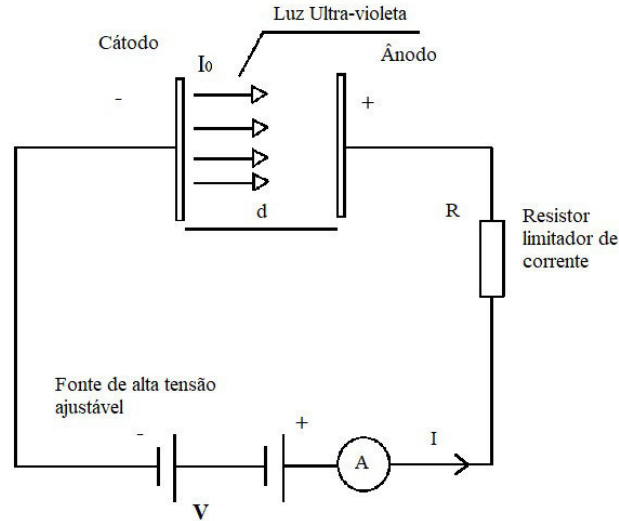
No entanto, dois fatores são preponderantes para que a ruptura da isolamento ocorra: o primeiro fator é que o campo elétrico deve exceder o valor crítico; o segundo fator é que para certo valor de campo elétrico, existe um valor de comprimento crítico, que deve ser maior ou igual ao espaçamento entre os eletrodos, conseqüentemente há uma maior probabilidade de ruptura. Diversas teorias propõem-se a explicar esse fenômeno, duas das mais amplamente aceitas são os modelos de descarga de Townsend e de *Streamer* [20]. Townsend estudou o comportamento da corrente elétrica em um gás entre eletrodos de placas paralelas, com distribuição de campo elétrico uniforme, e apesar da sua grande contribuição para o entendimento do fenômeno, seu modelo não se adaptou com precisão a alguns casos específicos, como por exemplo, em grandes espaçamentos entre os eletrodos e em casos em que o campo elétrico não era uniforme, para esses casos, o modelo de *Streamer* foi mais preciso [21]. A seguir são apresentadas as teorias de Townsend e *Streamer* para o fenômeno físico da descarga disruptiva.

2.3.1 Modelo de Townsend

John Sealy Townsend foi o pioneiro no estudo relacionado à variação da corrente elétrica como função da tensão aplicada, medida entre duas placas paralelas imersas em um gás. A teoria desenvolvida por ele será demonstrada de forma resumida a seguir.

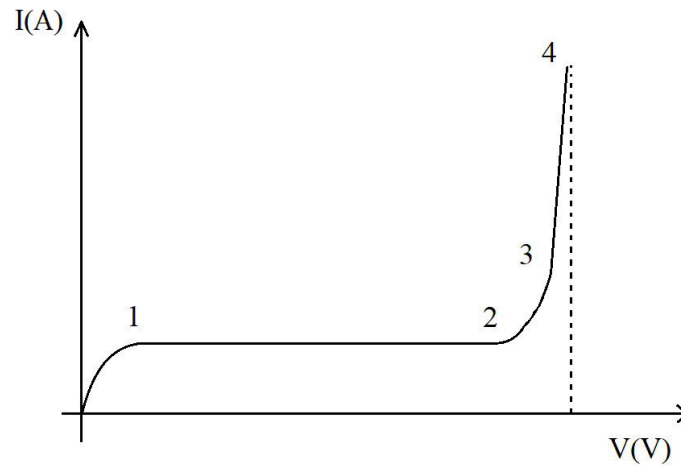
O modelo experimental idealizado por Townsend é ilustrado na Figura 4. Inicialmente ele aplicou radiação com energia suficiente para liberar elétrons do eletrodo (cátodo), medida em que se aumentava a diferença de potencial às placas, notou-se que a corrente também crescia até atingir um valor constante (1-2), denominado corrente de saturação, essa corrente era proveniente da aceleração dos elétrons livres através do campo elétrico estabelecido. Até esse instante nenhum processo de ionização foi constatado, no entanto quando um determinado valor de tensão foi alcançado observou-se um crescimento exponencial da corrente (2-3), esse fenômeno foi justificado como a multiplicação de elétrons resultantes da ionização de moléculas ou átomos do gás [3], o comportamento da corrente durante o processo é apresentado na Figura 5.

Figura 4- Modelo experimental de Townsend.



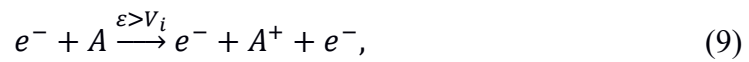
Fonte: Adaptado de [3].

Figura 5- Comportamento da corrente elétrica observada no experimento de Townsend.



Fonte: Adaptado de [3].

O processo de ionização pode ser representado pela equação 9



em que "A" representa o átomo neutro, " e^{-} " a carga de um elétron e " A^{+} " um íon positivo. De (9) pode-se perceber que, através da aceleração adquirida pelo campo elétrico, os elétrons livres colidem com moléculas ou átomos neutros presentes no gás. Logo, o processo de ionização, ou seja, a formação de outros elétrons e íons, só será possível se a energia alcançada pela aceleração exceder o potencial de ionização.

Segundo Townsend o cálculo para o aumento do número de elétrons devido às colisões ionizantes pode ser representado pela equação 10 [6]:

$$dn \propto n_e \cdot dx, \quad (10)$$

em que " dn " representa o crescimento infinitesimal do número de elétrons, " n_e " é o número de elétrons liberados do cátodo e " dx " uma pequena distância na qual se deseja calcular o aumento no número de elétrons. Townsend introduziu um coeficiente de ionização causado por um elétron na unidade de comprimento e o denominou de primeiro coeficiente de ionização, com isso temos a equação 11 [6]:

$$dn = \alpha \cdot n \cdot dx. \quad (11)$$

Realizando o processo de integração na equação 12 em ambos os lados e resolvendo-a, temos a equação 6, que representa o comportamento da corrente no processo de ionização. O fator que representa a quantidade " $e^{\alpha d}$ " caracteriza o fenômeno da avalanche de elétrons:

$$i = i_0 \cdot e^{(\alpha d)} \quad (12)$$

em que " i_0 " representa a corrente foto elétrica e " d " a separação entre os eletrodos. Townsend observou que alguns fatores influenciam o processo de ionização, dentre eles, a intensidade do campo elétrico e a pressão a qual o gás está submetido, após algumas considerações experimentais ele chegou a uma expressão aproximada, conforme apresenta a equação 13:

$$\frac{\alpha}{p} = A_g \cdot e^{-\left(\frac{B_g}{E/p}\right)} \quad (13)$$

em que " A_g " e " B_g " são constantes que dependem do tipo de gás e são obtidas experimentalmente[25]. Apesar de conseguir explicar o fenômeno da condução de corrente nos gases, o modelo de Townsend é limitado a determinados valores da relação $\frac{E}{p}$. Observando a Figura 5, no trecho da curva 3-4 é possível notar um crescimento diante da exponencial de corrente, cujo comportamento foi diferente do previsto pelo pesquisador. Foi observado também que quando um determinado valor de tensão é aplicado sobre os eletrodos, a corrente cresce indefinidamente sem o acréscimo de tensão nesse intervalo.

Durante esse processo há a ruptura total no isolamento do gás, pode-se dizer então que a corrente passa a ser autossustentada [6]. Para a explicação desse fenômeno secundário, Townsend propôs a equação 14, a qual se refere à liberação de elétrons devido ao bombardeamento de íons positivos na superfície do cátodo.

$$i = i_0 \cdot \frac{e^{(\alpha d)}}{1 - \gamma \cdot (e^{(\alpha d)} - d)} \quad (14)$$

em que “ γ ” representa o coeficiente secundário de ionização.

Essa equação pode representar de uma forma geral, o comportamento da corrente elétrica através de um gás. Inicialmente, se a tensão nos eletrodos não for suficiente para ocasionar nenhum fenômeno secundário, a equação é reduzida a $i = i_0 \cdot e^{(\alpha d)}$, representando assim a corrente não autossustentada. Contudo, se algum mecanismo secundário é iniciado a corrente cresce indefinidamente tornando-se teoricamente, infinita, ou seja, o denominador da equação 6 é igual a zero, conforme equação 15.

$$1 - \gamma \cdot (e^{(\alpha d)} - d) = 0 \quad (15)$$

Com isso alguns critérios são analisados para a definição do fenômeno de ionização de um determinado gás em relação aos coeficientes de ionização [6], são eles:

Se a equação $\gamma \cdot e^{(\alpha d)} < 1$, então a corrente não é autossustentada;

Se $\gamma \cdot e^{(\alpha d)} = 1$, então a corrente se torna autossustentada, isso é relacionado ao bombardeamento sofrido pelo catodo pelos íons positivos;

Se $\gamma \cdot e^{(\alpha d)} > 1$, então a ionização ocasionada por avalanches sucessivas é cumulativa, com isso a descarga cresce muito rapidamente e o fenômeno de ruptura ocorre.

O modelo de Townsend esclareceu pontos importantes do processo de ionização e ruptura em gases. Contudo, tal modelo não adere a situações bastante comuns, como a presença de campos elétricos não uniformes, e determinadas variações de pressão. A fim de responder a este tipo de fenômenos, desenvolveu-se o modelo de *Streamer*.

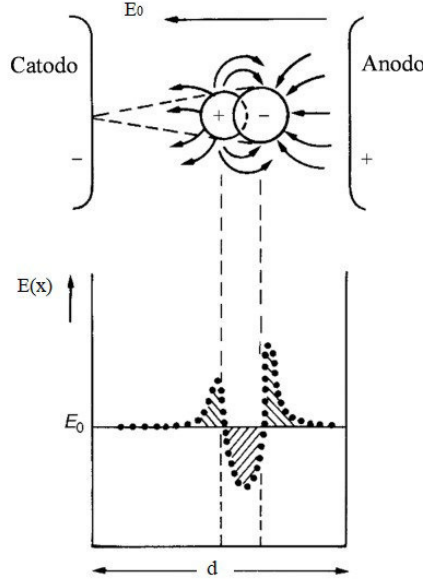
2.3.2 Modelo de *Streamer*

Para explicar alguns fenômenos não evidenciados por Townsend, como o efeito das cargas espaciais que alteram o campo elétrico original, arranjos submetidos a campos elétricos não uniformes e a própria diferença temporal no processo de formação de uma descarga disruptiva, os pesquisadores Raether, Meek e Loeb elaboraram um mecanismo denominado “*Streamer*”, baseado em estudos realizados por Raether e constatando canais de ionização com natureza filamentar e ramificada [27].

Tais fenômenos de canais de ionização são majoritariamente devidos à distorção que as cargas espaciais produzem no campo elétrico. O processo da distribuição de

cargas espaciais em uma avalanche de elétrons e a alteração do campo elétrico original é ilustrado na Figura 6.

Figura 6- Distorção do campo elétrico original causado pelas cargas espaciais.



Fonte: Adaptado de [3]

Considerando outra forma de expressar o processo da avalanche de elétrons, conforme a equação 16 pode-se analisar que o número de elétrons (nx) cresce de maneira exponencial em função da distância (x) de propagação.

$$nx = e^{(\alpha-n).x}. \quad (16)$$

Pode-se afirmar que o campo elétrico (E_r), considerando que a extremidade da avalanche é confinada em uma região esférica de raio R , é representado pela equação 17, em que “ e^- ” representa a carga do elétron e “ ϵ_0 ” a permissividade do meio.

$$E_r = \frac{e^- e^{\bar{\alpha}x}}{4\pi\epsilon_0 R^2}. \quad (17)$$

Levando-se em consideração que a equação 17 descreve o campo elétrico em um único canal, e sabendo que os elétrons crescem de forma ramificada, segundo estudo do Raether [27], a equação 18 apresenta a média radial da difusão da avalanche (R_m), em que D é o coeficiente de difusão e t é o tempo relacionado ao avanço da avalanche.

$$R_m = \sqrt{4Dt}. \quad (18)$$

O parâmetro de tempo referente ao avanço do processo de avalanche é relacionado com a distância percorrida e com a velocidade de deslocamento dos elétrons (v_d), conforme demonstra a equação 19:

$$t = \frac{x}{v_d}. \quad (19)$$

Substituindo as equações 18 e 19 na equação 17, demonstra-se a equação 20, que indica o aumento do campo elétrico original. Diante de um aumento no comprimento da avalanche, pode-se notar que um canal de baixa condutividade é criado quando o valor do campo elétrico crítico é alcançado ou ultrapassado, este levando o nome do modelo *Streamer* [6].

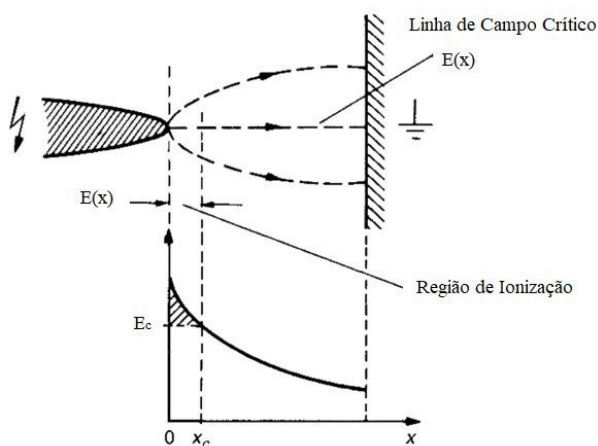
$$E_r = \frac{e^- e^{\bar{a}x}}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{v_d}{4D_x} \right) \quad (20)$$

Segundo Raether [27] quando o valor da concentração de elétrons na avalanche compreende valores entre 10^6 e 10^8 , há uma pequena interferência no campo elétrico original, no entanto se essa concentração ultrapassar o valor de 10^8 , mesmo que ligeiramente, ocorre uma elevada distorção no campo elétrico. Quando este é não uniforme ao longo do espaçamento entre os eletrodos, o coeficiente de ionização deixa de ser constante e varia em função do comprimento x , conforme equação 21:

$$\int_0^{x_c} \bar{a}(x) dx \geq k \quad (21)$$

em que “ \bar{a} ” representa o coeficiente de ionização primário na extremidade da avalanche, “ x_c ” é o comprimento crítico da avalanche e “ k ” é uma constante que para o ar compreende valores entre 18 – 20. A distribuição do campo elétrico não uniforme ao longo de um determinado espaçamento é ilustrada na Figura 7. Observa-se que o valor de maior concentração de campo elétrico é localizado na extremidade do eletrodo. Quando a formação do *streamer* acontece na região com intensa concentração de campo elétrico, a tensão disruptiva, em alguns casos, não pode ser calculada diretamente, essencialmente quando o comprimento é extenso e o *streamer* passa de uma região com uma alta concentração para uma região com uma baixa concentração de campo elétrico. Para casos como esses, observa-se a ocorrência do efeito corona.

Figura 7- Distribuição do campo elétrico não uniforme em um determinado espaçamento.



Fonte: Adaptado de [3].

Outro fator que influencia na formação e propagação do *streamer* é a polaridade da tensão aplicada ao arranjo, e a forma de onda, seja ela contínua, alternada ou impulsiva. Para a polaridade positiva, por exemplo, o processo se inicia com a presença de um elétron formado no espaçamento entre os eletrodos, este se movendo em direção ao ânodo, e chegando a região com a maior concentração de campo elétrico, inicia-se o processo de ionização, formando assim as avalanches de elétrons. Quando a tensão é elevada até o valor que mantém a descarga autossustentada, haverá um número suficiente de avalanches formadas. A partir do momento em que cada avalanche alcança a ponta, os elétrons são absorvidos e as cargas positivas permanecerão ao longo do espaçamento, movendo-se, lentamente, na direção oposta.

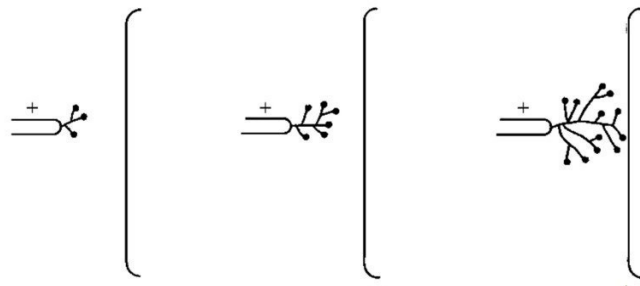
Portanto, na região da ponta ocorre um acúmulo de cargas positivas que possui um campo elétrico próprio e altera o campo elétrico aplicado, com isso o campo na região da ponta diminui, dificultando tanto novos processos, quanto a condição de descarga autossustentada.

A polaridade negativa apresenta um processo diferente, pois os elétrons, formados no cátodo, são acelerados pelo campo elétrico intenso e com isso formam uma avalanche que se move muito rapidamente em direção ao plano. À medida que chega próximo ao ânodo sua velocidade diminui devido a menor intensidade do campo elétrico nessa região, uma parte dos elétrons que alcançam o ânodo acaba se neutralizando e outra parte acaba sendo absorvida pelo oxigênio presente no meio, formando assim íons negativos.

Os íons positivos gerados a partir da avalanche de elétrons movem-se lentamente em direção ao cátodo, com isso sempre existe uma concentração de cargas positivas nas pontas e uma dispersão de cargas negativas ao longo do espaçamento. Sendo que o campo elétrico gerado pelas cargas negativas tem pouca influência no campo externo aplicado, logo o campo elétrico relacionado às cargas positivas acumuladas nas pontas altera significativamente o campo externo, isso facilita a condição da descarga autossustentada. Por esse motivo, o corona negativo aparece antes do positivo.

O fenômeno da atração das avalanches secundárias em direção ao *streamer* ocorre dentro de uma região denominada região de ativação [20], esta pode ser representada por uma distância radial a partir do local onde o campo elétrico excede 26 kV/cm. Nos processos supracitados foi considerada a propagação do *streamer* em um filamento, para simplificar as explicações, todavia não é isso que acontece na prática, essencialmente porque os campos não são uniformes, o fenômeno citado anteriormente é ilustrado na Figura 8.

Figura 8- Propagação do *streamer* em filamentos diante de uma distribuição de campo elétrico não uniforme.

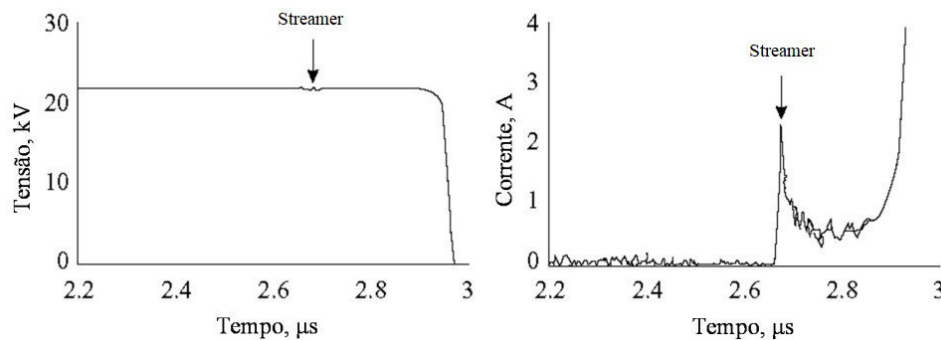


Fonte: Adaptado de [3].

Nem sempre com o *streamer* há a ocorrência da descarga disruptiva, isso porque o canal possui uma baixa condutividade, com temperaturas próximas a ambiente [20]. Para que ocorra a descarga disruptiva em arranjos com pequenos espaçamentos ou com campos elétricos uniformes, o canal deve apresentar uma alta condutividade, resultante da elevação da temperatura do *streamer*, processo denominado termolização do canal. Neste contexto não há a presença de descargas coronas [20].

O aumento na temperatura ocorre devido à diminuição de pressão ocasionada pela transferência de energia dos íons positivos para os neutros [20], consequentemente ocorrerá um aumento no campo elétrico, se este superar o valor do campo elétrico crítico o fenômeno da ionização superará o processo de atração, aumentando assim a temperatura do canal e sua condutividade. Diante desse fenômeno um aumento brusco de corrente é originado devido ao lapso de tensão [3], esse processo pode ser observado na Figura 9.

Figura 9- Comportamento da tensão e corrente após *streamer* e posterior disrupção da isolação.



Fonte: Adaptado de [20].

2.4 Modelos de ionização

Diversos trabalhos apresentam modelos que se propõem a simular os processos de ionização e deionização em gases empregando MEF [7-19]. Em diversos destes modelos, os fenômenos são abordados microscopicamente, na escala dos portadores de carga, e diversos mecanismos, tais como os coeficientes de ionização, recombinação, anexação e fotoionização são simultaneamente considerados durante as simulações. Tal quantidade de mecanismos simulados eleva o esforço computacional a níveis pouco viáveis em aplicações de engenharia, dado que as simulações só são realizáveis em escalas diminutas, com elementos finitos de dimensões muito pequenas. Simulações nestes modelos, na ordem de alguns centímetros, requerem computadores de elevado desempenho ou mesmo *clusters*.

No sentido de viabilizar simulações de descargas no ar para aplicações em engenharia de alta tensão, outros modelos de ionização foram levantados.

2.4.1 Modelo de ionização do solo

Segundo Visacro [28] uma ligação de forma proposital entre um sistema físico, seja ele elétrico, eletrônico ou de corpos metálicos ao solo é considerado um aterramento elétrico. Os sistemas de aterramento têm como principal função, proporcionar uma baixa impedância ao solo, tendo em vista que este, geralmente, não a possui. Dessa forma, o sistema de aterramento deve proporcionar meios de condução de corrente elétrica para o solo, desde baixas correntes de fuga a altas correntes oriundas de descargas atmosféricas. Entretanto, para tal não devem afetar a continuidade dos serviços, bem como ultrapassar limites de operação dos equipamentos.

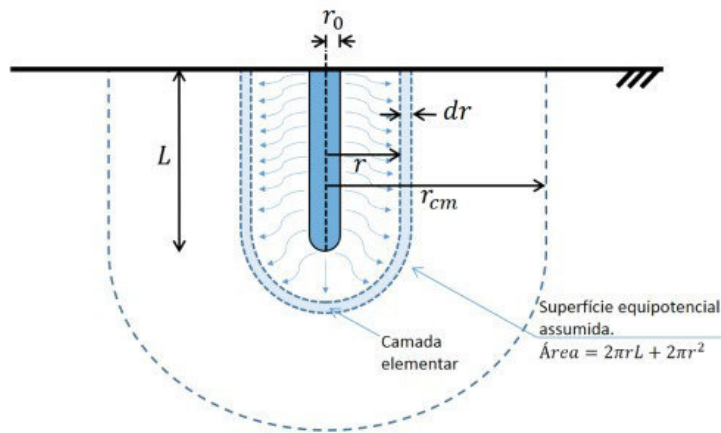
Visacro [28] afirmou ainda que os sistemas de aterramento apresentam respostas diferentes quando submetidos a diferentes tipos de entradas, sendo elas de alta e baixa frequência. Isso ocorre porque a interação eletromagnética entre os elementos do sistema depende da frequência. Um dos fenômenos que mais influencia na resposta do sistema, quando este é submetido a um surto de corrente impulsiva, é a ionização do solo.

Alguns trabalhos se propõem a modelar esse fenômeno da ionização em uma perspectiva macroscópica, ou seja, destinando-se a descrever o processo baseado na variação da resistividade, quando o solo é submetido a correntes impulsivas, e esta gera campos elétricos mais elevados que o gradiente de ionização do solo (300 a 1000kV/m) [29]. Existem três modelos principais na literatura propondo a modelagem do fenômeno no solo, são eles: modelo dinâmico [30], modelo de balanço de energia [31] e o modelo do raio e comprimento efetivo [32].

O modelo dinâmico, proposto por Liew e Darveniza [30], foi utilizado como base para as simulações realizadas neste trabalho, sendo efetuadas adaptações no mesmo para que este fosse realizável em um meio composto por ar, também foram extraídas ideias, quanto à programação do modelo no *software* COMSOL Multiphysics® da pesquisa proposta por [33].

Liew e Darveniza consideraram que o material ao redor de um eletrodo, quando exposto a um surto de corrente impulsiva, ionizava-se de forma gradativa em pequenas regiões elementares, que tendiam a ionizar outras regiões elementares próximas, a depender da densidade de corrente em função do tempo. Na Figura 10 apresenta-se a ilustração de uma haste de comprimento L , raio r_0 , raio máximo de ionização do solo r_{cm} e regiões elementares com espessura d_r .

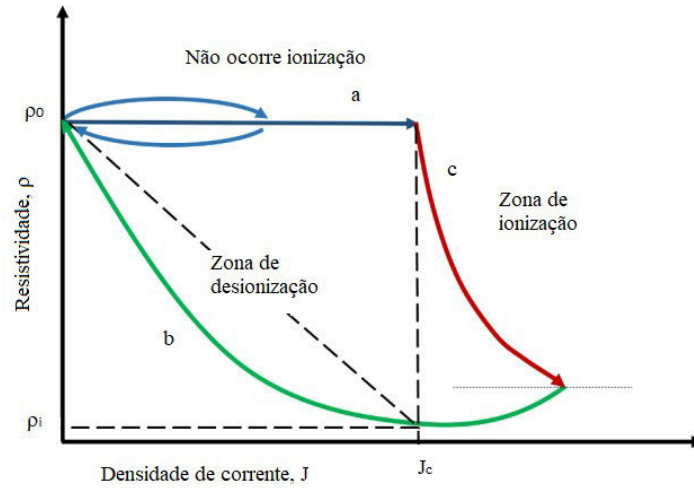
Figura 10- Ilustração do modelo de Liew e Darveniza para uma haste nua.



Fonte: Adaptado de [33]

Os autores assumiram que o processo de ionização acontece em camadas elementares, sendo caracterizado pela variação da resistividade em função do tempo. Inicialmente se o valor da densidade de corrente não for atingido, a resistividade permanece constante, conforme seu valor inicial. A partir do instante em que esse valor é alcançado ou excedido, a resistividade cai exponencialmente no tempo. No entanto, quando o valor da densidade de corrente decai e se torna menor que o valor crítico, a resistividade inicia o processo contrário, e cresce até alcançar o valor inicial estabelecido, este último fenômeno denominado de ionização. Na Figura 11 pode-se observar esse processo.

Figura 11- Ilustração dos fenômenos da ionização e deionização do solo de Liew e Darveniza.



Fonte: Adaptado de [33].

O equacionamento para modelagem dos fenômenos de ionização e deionização do solo, segundo Liew e Darveniza [30], é demonstrado a seguir:

O modelo considera que a densidade crítica de corrente " J_c " é calculada conforme a equação 22:

$$J_c = \frac{E_c}{\rho_0} \quad (22)$$

em que " E_c " é o campo elétrico crítico ou gradiente de ionização do solo e ρ_0 representa a resistividade estática do solo. As etapas do processo, quanto ao equacionamento proposto pelos autores, seguem descritas:

Para valores de densidade de corrente menores que a densidade crítica de corrente, ou seja, $J < J_c$, a resistividade permanece constante, conforme equação 23:

$$\rho = \rho_0. \quad (23)$$

Para valores de densidade de corrente maiores que a densidade crítica de corrente do solo, $J > J_c$, inicia-se então a representação do processo de ionização, conforme a equação 24:

$$\rho = \rho_0 \left(e^{\frac{-t}{\tau_1}} \right) \quad (24)$$

em que " t " representa o instante em que se inicia o processo de ionização e " τ_1 " é a constante de tempo de ionização, no caso do trabalho de Liew e Darveniza, depende do tipo do solo.

Para a modelagem do processo de deionização é considerada a equação 25:

$$\rho = \rho_i + (\rho_0 - \rho_i) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_2}}\right) \left(1 - \frac{J}{J_c}\right)^2 \quad (25)$$

em que " τ_2 " é a constante de tempo de deionização, no trabalho de Liew e Darveniza, depende do solo e " ρ_i " é o valor da resistividade quando $J = J_c$., ou seja, durante o início do processo de decaimento da densidade de corrente.

O modelo proposto por Liew e Darveniza [30] apresentou bons resultados quando comparado com medições realizadas, contudo se faz necessária a escolha ou identificação dos parâmetros de campo elétrico crítico do solo e a constante de ionização e deionização do solo.

O modelo de Bezerra [33] é uma adaptação do modelo de Liew e Darveniza [30], sendo a abordagem sua principal diferença, enquanto Liew e Darveniza foca em uma perspectiva de cálculo por camadas; Bezerra enfatiza a modelagem em uma perspectiva pontual do fenômeno. Bezerra analisou o comportamento de hastes de aterramento concretadas, quando submetido a correntes impulsivas.

2.5 Equipamentos de manobra/proteção de média tensão

As chaves de manobras são bastante suscetíveis a sobretensões induzidas na linha, causadas por descargas atmosféricas diretas e indiretas [5]. Por isso, a necessidade de um estudo sobre o comportamento desse tipo de componente do sistema de potência frente a esses fenômenos transitórios. Particularmente, neste trabalho, serão destacadas chaves do tipo fusível e seccionadora.

2.5.1 Chave Seccionadora Unipolar

A norma NBR 6935 [34] define um seccionador como um dispositivo mecânico de manobra capaz de abrir e fechar o circuito quando uma corrente de "intensidade desprezível" é interrompida ou reestabelecida, ou quando não ocorre variação de tensão significativa através dos terminais de cada polo deste seccionador. Geralmente esses tipos de chaves são utilizadas para isolar trechos em linhas de distribuição (quando se faz necessária à manutenção no sistema), permitir manobras em circuitos sem carga, isolar transformadores de medida, de proteção e barramentos.

Segundo [35] as partes mais importantes que compõe uma chave seccionadora podem ser divididas em:

Circuito principal: Compreende o conjunto das partes condutoras inseridas no circuito que a chave tem por função abrir ou fechar;

Circuitos auxiliares: São aqueles destinados a promover a abertura ou fechamento da chave;

Pólos: É a parte da chave, incluindo o circuito principal, sem o suporte isolante e a base, associada exclusivamente a um caminho condutor eletricamente separado e excluindo todos os elementos que permitem a operação simultânea;

Contatos: Compreendem o conjunto de peças metálicas destinado a assegurar a continuidade do circuito, quando se tocam;

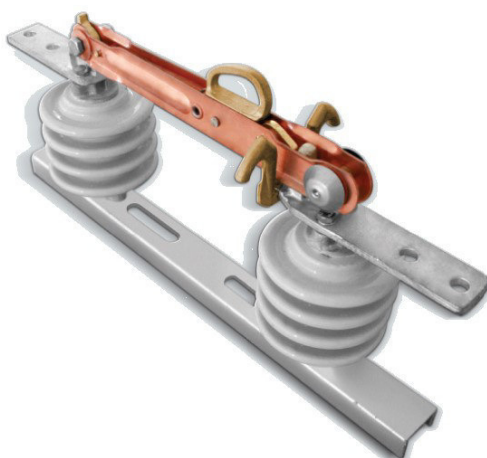
Terminais: É a parte condutora da chave, cuja função é fazer a ligação com o circuito da instalação;

Dispositivo de operação: É aquele através do qual se processa a abertura ou fechamento dos contatos principais do seccionador;

Dispositivo de bloqueio: É o dispositivo mecânico que indica ao operador a posição assumida pelos contatos móveis principais, após a efetivação de determinada manobra.

As chaves seccionadoras podem ser construídas com três polos, denominadas tripolares, ou somente com um polo, denominadas unipolares. A partir da Figura 12 pode-se observar um modelo de chave seccionadora unipolar de sistemas de distribuição. Esta é utilizada em linhas de distribuição urbana ou rural para isolamento de determinados trechos quando há necessidade de manutenções na rede.

Figura 12- Chave seccionadora unipolar classe 15 kV.



Fonte: Adaptado de [36].

As chaves seccionadoras também podem possuir abertura manual ou motorizada, a escolha vai depender do tipo de instalação à qual esta será submetida. A seguir são discriminados alguns princípios que norteiam a construção de uma chave seccionadora, segundo [35]:

- i. Nenhuma corrente de fuga perigosa, originada em um terminal, pode percorrer um caminho qualquer que possa atingir o outro terminal da chave, este geralmente aterrado;

- ii. O equipamento não pode permitir que seus mecanismos executem movimento de abertura ou fechamento diante de fenômenos como a gravidade ou o vento;
- iii. As bases das chaves devem conter um terminal de aterramento;
- iv. O equipamento deve ser composto de um sistema de travamento, que bloqueiem a abertura e fechamento. Isso serve tanto para as chaves de abertura manual como as de abertura remota ou automática;
- v. O dispositivo deve apresentar, de forma visível, que foi devidamente fechado ou que está aberto. Assim permite ao operador a identificação visual do estado do circuito, aumentando a segurança;
- vi. Os contatos auxiliares somente devem sinalizar, para indicar a posição aberta da chave, quando a abertura não for inferior a 80% da distância total.

Um dos fatores de grande importância para a escolha de uma chave seccionadora é o seu nível de isolamento, tendo em vista que ele indica o nível de tensão suportável pelos dielétricos quando impulsos atmosféricos ou de manobras são aplicados. A norma NBR 6939 [24] regulamenta esse tipo de ensaio. Esses níveis podem ser divididos em dois, são eles: Nível Básico de Isolamento (NBI) que determina a suportabilidade do equipamento em relação às sobretensões de origem externa; e o Nível de Impulso de Manobra (NIM) indica a suportabilidade do equipamento quanto à sobretensões de origem interna.

2.5.2 Chave fusível unipolar

Geralmente utilizadas em redes de distribuição aéreas ou urbanas e em pequenas subestações consumidoras, as chaves fusíveis são dotadas de mecanismos que servem tanto para execução de manobras, quanto para a proteção de circuitos aos quais estão instaladas. Segundo [35] as chaves fusíveis são equipamentos que realizam a proteção de sobrecorrentes de circuitos primários, tendo em vista serem dotadas de um elo fusível que entra em processo de fusão quando uma corrente superior a qual ela foi projetada a percorrer.

Algumas características são fundamentais para especificação das chaves fusíveis, são elas:

- Tensão nominal;
- NBI para impulso;
- Frequência;
- Corrente nominal;
- Corrente de curta-duração;
- Corrente de interrupção, também denominada capacidade de interrupção.

Quanto à sua aplicação, as chaves fusíveis unipolares de distribuição possuem NBI determinados com base nos níveis das redes onde são instaladas. Possuem ainda mecanismos de instalação em cruzetas e tensões nominais conforme padronização das

redes, comumente: 11,4 kV, 13,2 kV, 13,8 kV (estas são consideradas da classe 15 kV) e 34,5 kV.

Os principais componentes das chaves fusíveis de distribuição são: a base ou dispositivo de fixação, o isolador (em geral constituído de porcelana ou epóxi), o cartucho ou canela (tubo de fibra isolante) e o elo fusível (liga de material condutor). Na Figura 13, pode-se observar um modelo de chave unipolar classe 15 kV.

Figura 13- Chave fusível unipolar classe 15 kV.



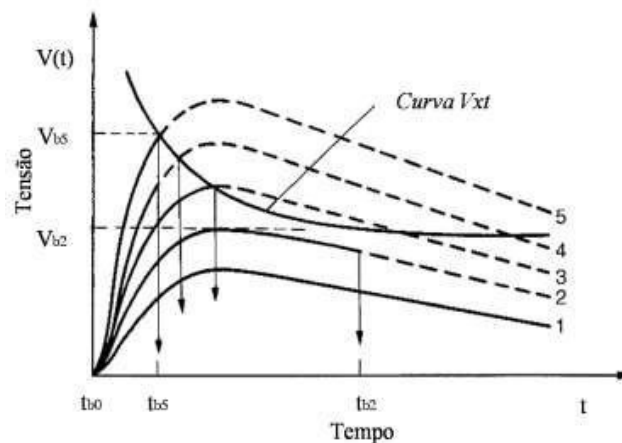
Fonte: Adaptado de [37].

2.5.3 Curva característica tensão de pico por tempo de disrupção

A curva característica tensão de pico por tempo de disrupção, conhecida também como curva V_{xt} , é um parâmetro importante na análise da suportabilidade dielétrica de isolamentos autorregenerativos. Representa a característica de tensão de pico em face do instante em que ocorre o fenômeno da disrupção. Porém, não existe um procedimento padronizado para indicar o número de pontos e níveis de tensão que ela deve apresentar.

Em sua elaboração, leva-se em consideração a aplicação de impulsos de tensão variando-os e registrando os valores de tensão de disrupção, se estas ocorreram no tempo de frente da onda. Pode-se observar um gráfico representando curvas V_{xt} na Figura 14. [6].

Figura 14- Curvas V_{xt} .



Fonte: Adaptado de [6].

2.6 Método dos Elementos Finitos

Muitos problemas em engenharia podem ser descritos em termos de equações diferenciais parciais, como a equação de Poisson, equação de Laplace, equação de Helmholtz, Navier-Stokes e etc. No entanto, com exceção de alguns casos particulares, não é possível obter uma solução analítica exata para problemas descritos por equações diferenciais parciais [38].

A medida que a complexidade das equações torna a solução analítica impraticável, faz-se então necessário o emprego de outros métodos não analíticos para obter a solução. Os métodos numéricos têm sido os mais utilizados, principalmente com o aumento da capacidade de processamento das máquinas computacionais e o desenvolvimento de *softwares* dedicados [4].

O MEF é um dos métodos numéricos mais empregados para solucionar problemas em engenharia, podendo ser utilizado nos componentes que possuam geometrias nos domínios com uma, duas ou três dimensões (1D, 2D e 3D, respectivamente) [39].

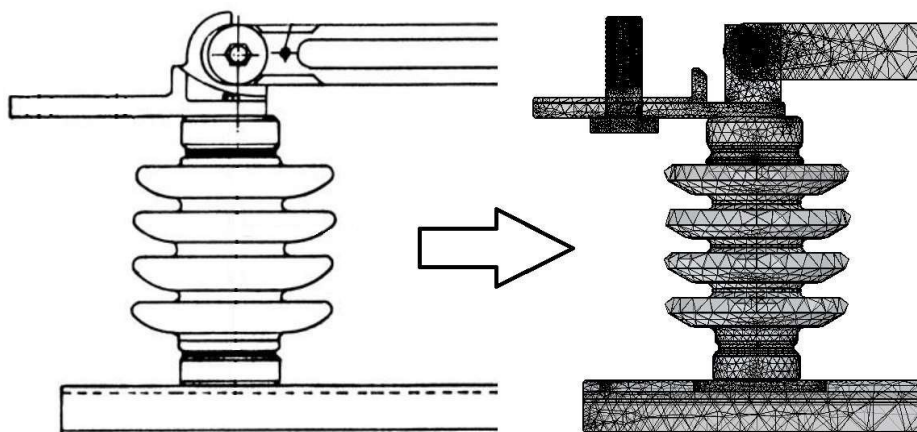
Alguns passos são necessários para a realização do MEF, os quais são descritos a seguir [40]:

- Discretização do problema;
- Escolha da função de interpolação;
- Junção dos elementos;
- Solução do sistema de equações;
- Interpretação dos resultados apresentados.

Segundo [41] a discretização de um problema consiste na subdivisão, em elementos com número finitos, de uma região, equipamento ou corpo abstrato, sendo elas com geometrias poligonais simples, triangulares, quadriláteras, etc. Ou seja, um problema com uma solução global, passa a ser tratado como a solução de problemas

menores e correlacionados entre si. Na Figura 15 é possível observar as partes de discretização da chave seccionadora utilizada nas simulações.

Figura15- Discretização de parte da chave seccionadora unipolar classe 15 kV utilizada na simulação.



Fonte: autoria própria.

A escolha da função de interpolação indica qual o equacionamento que irá reger os elementos, tal como a Lei de Hooke, a Lei de Fourier, a Equação de Poisson e etc. Em seguida uma matriz contendo os coeficientes para cada um dos elementos é criada, ela tem uma relação com as equações que baseiam o modelo físico, pois cada elemento da matriz possui uma matriz de elementos e equação matricial. Esta matriz descreve as possíveis variações das grandezas dos nós [41].

A junção dos elementos consiste na combinação das equações matriciais dos elementos com a equação matricial resultante, e os seus graus de liberdades se relacionam com o número de equações do sistema. Este possui mais incógnitas do que equações, tornando assim impraticável sua solução. Para resolver esse problema as condições de contorno são aplicadas.

A solução do sistema de equações é realizada através de métodos tradicionais diretos ou indiretos, e fornecerá valores numéricos que correspondem aos graus de liberdade. Em problemas de eletromagnetismo, por exemplo, nós que representam o potencial elétrico apresentam somente um grau de grandeza. A partir dele pode-se determinar outras grandezas como o campo elétrico.

Para a interpretação dos resultados é desejável a disponibilidade de ferramentas visuais e numéricas que facilitem a análise das soluções. O exemplo disso são as altas concentrações de campo elétrico, esforços mecânicos, entre outros. A solução final pode ser melhorada a depender do nível de refinamento da malha, ou seja, para uma dada região crítica, quanto melhor o refinamento local melhor será a solução, porém existe um limite para o número de elementos no qual a solução deste não apresentará melhora.

Há alguns anos, a solução de problemas a partir do MEF requeria o desenvolvimento de códigos computacionais dedicados. Contudo, existem *softwares* modernos que se propõem a realizar análises baseadas no MEF e apresentam algumas

vantagens, tais como a possibilidade da construção ou importação do modelo virtual do objeto a ser analisado e a geração de gráficos que facilitam a interpretação dos resultados, sem a necessidade do desenvolvimento direto de rotinas de solução.

Capítulo 3

Revisão bibliográfica

Estudos sobre o comportamento dielétrico de equipamentos, que fazem parte do sistema de potência frente a descargas atmosféricas vêm sendo realizado há vários anos. Nesta seção, serão elencados alguns dos trabalhos mais relevantes na área, e a evolução acadêmica do tema até os dias atuais.

3.1 Descargas atmosféricas e sobretensões

Chowdhuri e Gross, em 1967, analisaram as sobretensões induzidas em linhas aéreas por descargas atmosféricas de retorno, através dos efeitos eletromagnéticos. Foram analisadas as correntes de retorno retangular e com frente de elevação linear, assumindo que a densidade de carga e a velocidade do curso de retorno eram parâmetros constantes. Eles observaram que a tensão induzida não era um fenômeno inteiramente baseado em ondas viajantes. Perceberam também que ao contrário do que afirmavam estudos anteriores, as formas de ondas podiam ser bipolares. Além disso, a magnitude bem como o tempo de frente de onda da corrente de retorno, pode ser previsto a partir do oscilograma da tensão induzida. Ao final, afirmaram que mesmo descargas indiretas podem exceder o nível de isolamento básica de um sistema de alta tensão. Com a publicação deste trabalho, os autores deram mais ênfase a uma linha de pesquisa que foi seguida por vários outros pesquisadores nos anos seguintes, Chowdhuri e Gross [42].

Darveniza e Vlastos, em 1988, utilizaram um método de integração generalizada para analisar a suportabilidade dielétrica frente a impulsos não padronizados. Duas abordagens teóricas foram desenvolvidas: a primeira, a partir de um modelo físico geral para isolamento gasoso, líquido e sólido; a segunda, com base em um modelo de balanço de energia. Este método produziu resultados relativamente generalizáveis e aplicáveis a diversos tipos, classes e configurações de isolamento. Através da publicação deste artigo, os autores conseguiram desenvolver bases teóricas para a análise da suportabilidade dielétrica frente a impulsos não padronizados, Darveniza e Vlastos [43].

Nucci e Rachidi, em 1993, realizaram um estudo detalhado referente às sobretensões induzidas por descargas atmosféricas, dentre os tópicos: o comportamento, a magnitude e a forma de onda dessas sobretensões; causa; distância máxima que uma descarga atmosférica pode induzir sobretensões; relação entre a tensão induzida e a distância; o nível básico de isolamento adequado que um sistema deve ter em relação às sobretensões sofridas por ele, entre outros. Os autores esclareceram questionamentos referentes ao tema, relatando a experiência de vários outros pesquisadores através de uma vasta revisão bibliográfica sobre a matéria, Nucci e Rachidi [44].

Piantini e Janiszewski, em 1998, apresentaram um método numérico para o cálculo de sobretensões induzidas em linhas aéreas devido ao impacto de descargas atmosféricas próximo a estruturas metálicas. Esse cálculo foi realizado a partir dos potenciais elétricos e magnéticos associados às cargas dos canais de retorno, e às correntes que se propagam por esse canal e estrutura. Os pesquisadores obtiveram resultados satisfatórios, tendo em vista que os resultados teóricos foram condizentes com os resultados medidos e por fim, afirmaram que o método poderia prever sobretensões induzidas em linhas urbanas, causadas por descargas atmosféricas que atingiam prédios próximos, Piantini e Janiszewski, 1998 [45].

Soares, Schroeder e Visacro, em 2005, mostraram resultados relacionados a simulações computacionais de transitórios eletromagnéticos em linhas de transmissão, causados pela incidência de descargas atmosféricas. Os resultados se basearam em um código eletromagnético híbrido, implementado pelos autores, que apresentam diversas formas de onda de sobretensão em cadeia de isoladores e cabos guarda, devido à injeção de correntes impulsivas no topo das torres e na blindagem dos cabos. Algumas conclusões relevantes foram notadas referentemente ao comprimento efetivo do aterramento para a mitigação das sobretensões nas cadeias de isoladores, Soares, Schroeder e Visacro [46].

Valecillos e Ramirez, em 2006, apresentaram bases para melhorar a interpretação de testes de descarga impulsiva em transformadores. Desenvolveram um sistema de interface gráfica que permite comparações de dados de resposta no domínio do tempo e da frequência. Através do processo de *deconvolução*, eles obtiveram a resposta em frequência. O sistema foi amplamente testado aplicando-se impulsos a um transformador de distribuição a seco, simulando assim uma falha no equipamento que posteriormente foi detectada pelo sistema. Com isso os autores colaboraram na validação de softwares de simulações sobre o assunto, Valecillos e Ramirez [47].

Lopes, Pedro e Martinez, em 2013, avaliaram a tensão disruptiva crítica em isoladores de linha de média tensão. Tais sistemas eram submetidos a impulsos de onda não padronizados. Os ensaios foram realizados em ambiente seco, por meio do método *up-and-down*, aplicando-se 13 formas de onda não padronizadas e a forma de onda padronizada 1,2/ 50 μ s. Os autores caracterizaram o comportamento da suportabilidade dielétrica dos isoladores diante das diversas formas de onda, sejam elas padronizadas ou não, Lopes, Pedro e Martinez [48].

Inthoulath e Banmongkol, em 2014, apresentaram um modelo baseado em métodos de integração para simular as características de falha na isolação dos isoladores tipo suspensão. O modelo proposto utilizou o *software* de transitórios *ATP-EMTP*, que simulou as características $V \times t$ de uma cadeia de isoladores classe 52-2 com 1, 2 e 3 discos, padrão ANSI. Foram aplicadas formas de onda padrão 1,2/50 μ s em ambas as polaridades, e os resultados obtidos foram bastante satisfatórios, chegando a um erro relativo em ambas as polaridades menor que 5%, Inthoulath e Banmongkol [49].

Lopes, Wanderley Neto e Faria, em 2015, avaliaram a suportabilidade dielétrica de chaves seccionadoras de média tensão diante de descargas atmosféricas não

padronizadas, caracterizadas pelas formas de ondas impulsivas 0,5/ μs e 5/50 μs . Os autores basearam a escolha em formas de ondas não padronizadas, tendo em vista que essas descrevem descargas indiretas, ou seja, que não incidem diretamente na linha de transmissão ou distribuição, as quais ocorrem na maioria dos casos. Os resultados mostraram que as ondas de forma impulsiva padrão (1,2/50 μs) foram as mais críticas na polaridade positiva, Lopes, Wanderley Neto e Faria [50].

Shigihara e Piantini, em 2016, retrataram a aplicação de um novo método para avaliação das curvas $V \times t$ com base no modelo de efeito disruptivo. Para realização dos testes foram utilizados isoladores de porcelana tipo pino classe 24 kV. As formas de onda utilizadas foram: 1,2/50 μs (padrão), 1,2/4 μs , 1,2/10 μs , 3/10 μs e 7,5/30 μs , sendo as quatro últimas não padronizadas. As características da curva $V \times t$ obtidas nos testes foram comparadas com três procedimentos diferentes em relação ao modelo de efeito disruptivo. Os autores chegaram à conclusão que em alguns casos, os métodos de Darveniza, Vlastos e o de Hileman, não previam falha no isolamento para picos de tensão mais baixos. No entanto, eles encontraram resultados teóricos coerentes com amostras experimentais nos métodos dos autores mencionados anteriormente, Shigihara e Piantini [51].

Lopes, Faria, Neto e Martinez, em 2016, propuseram um trabalho que tinha por objetivo avaliar a suportabilidade dielétrica do isolamento das chaves fusíveis em linhas de distribuição aéreas de 15 e 25 kV, submetidos a descargas atmosféricas diretas e indiretas. Para este propósito, foram utilizados dois parâmetros como base: a tensão crítica *flashover* (CFO) e curvas $V \times t$. Tais parâmetros surgiram do impulso padrão de 1,2/ 50 μs , que representam as descargas diretas. Para realização dos testes para descargas indiretas, foram selecionadas cinco outras formas de impulsos com diferentes tempos de frente e cauda, a saber: 0,5/ 5 μs , 0,5/ 20 μs , 1,2/ 10 μs , 3/ 16 μs e 5/ 50 μs . Os testes foram realizados a seco e com polaridades de tensão positivas e negativas. Os resultados adquiridos para as curvas CFO e V-t indicam que para fusíveis de corte de 15 kV e 25 kV, a polaridade negativa é crítica, causando impactos nos procedimentos de coordenação de isolamento, Lopes, Faria, Neto e Martinez [52].

G. H. Faria, em 2017, analisou a suportabilidade dielétrica das chaves fusíveis e seccionadoras frente a descargas atmosféricas padronizadas e não padronizadas. A análise dos resultados indicou que de forma geral, a forma de impulso padrão foi a mais crítica dentre todas elas, tanto na chave fusível quanto na seccionadora. No entanto, o autor concluiu que do ponto de vista da polaridade, observou-se que a positiva é mais crítica nas chaves seccionadoras, com isso, quando se necessita ensaiá-las em condições mais severas, utiliza-se a forma padrão com polaridade positiva para tal. Observou também que a polaridade negativa se apresentou como a mais crítica na chave fusível. O autor atribuiu a diferença de polaridade para os casos mais críticos, na chave fusível e seccionadora, às suas disposições físico-geométricas. No entanto, os resultados da forma de onda 5x50 μs na polaridade negativa da seccionadora, foram mais críticos que o da seccionadora de classe 24 kV, esta na polaridade positiva. Contudo, os resultados da forma de onda supracitada para chave fusível na polaridade negativa de classe 24 kV

foram mais críticos que o da seccionadora de classe 15 kV na polaridade positiva, Faria [3].

3.2 Modelagem do fenômeno de ionização do ar

O estudo da modelagem do fenômeno da ionização e deionização do ar fazem parte de diversas pesquisas, sendo que grande parte delas focam em uma perspectiva dos portadores de carga, ou seja, em uma visão microscópica do fenômeno. Nesta seção, serão relacionados alguns dos trabalhos mais relevantes na área, e a evolução acadêmica do tema até o presente momento:

Morrow e Lowke em 1997 propuseram uma teoria para o desenvolvimento de um arranjo para geração de *streamer* em uma configuração ponta plano, aplicando um potencial elétrico com polaridade positiva, sob pressão atmosférica. Essa perspectiva microscópica do fenômeno leva em consideração os seguintes aspectos: equações de continuidade para elétrons, íons positivos, íons negativos, incluindo os efeitos da ionização, anexação, recombinação, elétron difusão e fotoionização. Todos os fatores são levados em consideração em conjunto com a equação de Poisson. Algumas conclusões importantes foram abordadas pelos autores, entre elas, que o processo de fotoionização é determinante para o desenvolvimento do corona em um arranjo ponta-plano de polaridade positiva. Outra notável observação foi que o processo de anexação dos elétrons para formar íons negativos não é preponderante na propagação do *streamer*, tendo em vista que é um processo lento, se comparado com os outros, Morrow e Lowke [7].

Ducasse *et al* em 2007 apresentaram um trabalho que realizou a análise, em duas dimensões, do fenômeno de *streamer*, utilizando o método dos elementos finitos e dos volumes finitos. Eles utilizaram a teoria eletro-hidrodinâmica para modelar o processo de *streamer*, resolvendo as equações diferenciais pelos métodos numéricos citados. Para tal, aplicaram um impulso de 3 kV positivo a um arranjo ponta plano, e obtiveram resultados que indicaram que o método dos elementos finitos, apesar de ser mais lento que o método dos volumes finitos, apresentava melhor eficiência na solução do equacionamento, principalmente frente a geometrias não uniformes, D. Olivier *et al* [8].

Nels *et al* em 2008 apresentaram simulações do fenômeno de corona induzido, utilizando o *software* COMSOL Multiphysics®, desse modo realizaram o cálculo através do modelo de fluxo eletro-hidrodinâmico. O grande diferencial deste trabalho foi ter demonstrado, em uma perspectiva mais interativa, os resultados, como, por exemplo, a tensão de início de corona, a curva de corrente-tensão de íon corona, o fluxo de ar médio de saída e o perfil de fluxo de saída de ar. Apesar de desconsiderar alguns processos, tais como os efeitos de anexação dos íons e acúmulo de cargas na superfície, os resultados foram satisfatórios, quando comparados com testes realizados em laboratório. Nels *et al* [9].

Quast e Lalic em 2009 propuseram um estudo que realiza a simulação do fenômeno de uma descarga corona, demonstrando as etapas da formação da *streamer*.

Com isso, eles utilizaram o equacionamento hidrodinâmico para realizar a modelagem da mobilidade das partículas (elétrons, íons negativos e íons positivos) através do meio. As simulações, em duas dimensões, foram baseadas no módulo plasma e químico do COMSOL multiphysics®, e obtiveram resultados consideráveis quanto à representação e entendimento do fenômeno, além de apresentar a formação do canal *streamer* em representações visuais no tempo, Quast e Lalic [10].

Cumeras *et al* em 2010 simularam um espectrômetro de mobilidade de íons tipo micro planar. Para tal, estudaram a modelagem de vapor íons de fase de dois compostos para diferentes valores de amplitude do campo elétrico em relação a densidade do número de gases. Para efeitos de simulação, os pesquisadores utilizaram o *software* COMSOL multiphysics®, em conjunto com equações de fluido dinâmico, eletrocinética de fluxo e o módulo eletrostático do próprio *software*. Os autores também realizaram algumas simplificações para as simulações, entre elas: os íons seriam carregados individualmente; os íons estariam livres de aglomerados de vapor de água e nitrogênio no processo de ionização; os íons não interagiam entre si; íons não possuíam momento dipolar; íons não reagiam dentro de si ou de outras moléculas. Através das simulações eles observaram que para valores, de mobilidade iônica em relação ao campo elétrico, inferiores a 40 Td não era possível diferenciar os íons de acordo com dados experimentais, no entanto para valores acima de 40 Td o método era condizente com dados experimentais e o software poderia ser utilizado como ferramenta de simulação, Cumeras, Gràcia e Figueras [11].

David e Daniel em 2010 apresentaram um equacionamento matemático que modela o fenômeno da tensão disruptiva, em *gaps*, na ordem de micrômetros, tendo em vista que as curvas de *Paschen* não são precisas quando as escalas de comprimento dos intervalos entre os eletrodos são muito pequenas. A formulação proposta é comparada com as experiências atuais, e com outros experimentos presentes na literatura e descreve a região de transição na decomposição da curva. A formulação proposta representa um equacionamento matemático para o modelo da curva de *Paschen* e bons resultados foram adquiridos quando comparados com experimentos atuais. No entanto, algumas limitações foram expostas, como por exemplo: o método não descreve eficientemente a emissão de campo puro em intervalos menores que 2 μm , e o outro fator é que os autores argumentaram que as equações propostas não eram definitivas, podendo assim serem reestruturadas ou complementadas, David e Daniel [12].

Tran *et al* em 2011 propuseram um estudo que modela o fenômeno das descargas disruptivas na polaridade negativa. Este trabalho utiliza-se do modelo hidrodinâmico de deriva-difusão, o qual representa um conjunto de equações que descrevem parâmetros como movimento, perda e estabelecimento de portadores de carga (elétrons, íons negativos e íons positivos), juntamente com a equação de Poisson. Para tal, os pesquisadores analisaram os modelos de descarga corona negativa, sem barreira dielétrica em um arranjo ponta-plano, utilizando o método dos elementos finitos para resolução das equações, mais especificamente o *software* COMSOL Multiphysics®. Para efeitos de validação a modelagem obteve boa aceitação em relação a experimentos atuais, levando em consideração a aplicação de vários tipos de pulso de

Trichel. O trabalho também foi importante na predição de densidade de cargas superficiais, Tran *et al* [13].

Wissdorf, Pohler *et al* em 2011 apresentaram simulações computacionais que representam a mobilidade dos íons em altas pressões, desse modo, foram utilizados um conjunto de *software*, entre eles: o *SIMION*® e o COMSOL multiphysics®. Os resultados obtidos com as duas abordagens computacionais para a simulação de movimento iônico em níveis elevados de pressão são comparados com dados de correntes iônicas obtidas experimentalmente. Considerando as abordagens computacionais utilizadas, o *software SIMION*® apresenta o traçado de partículas carregadas e o *software Comsol multiphysics*® realiza os cálculos baseado no método dos elementos finitos. Este trabalho considerou, do ponto de vista das simulações, condições estritamente estacionárias e os resultados mostraram uma boa concordância entre os dados experimentais. Levando em consideração os casos estacionários, o modelo que mais se adaptou foi o *SIMION*®, com validação computacional de fluxo dinâmico, no entanto nos casos mais complexos o COMSOL multiphysics®, foi mais eficiente, Wissdorf, Pohler, *et al* [14].

Kim, Lee e Georghiou em 2012 apresentaram um método de predição de tensão disruptiva em um meio composto por ar em pressão atmosférica baseado na análise pelo método dos elementos finitos em conjunto com a equação de Poisson e o equacionamento hidrodinâmico de deriva-difusão. Para evitar instabilidade numérica, as malhas foram cuidadosamente geradas em torno do canal de *streamer*. O método simulado foi validado em análise de dados experimentais, além disso, os efeitos de cálculos numéricos das cargas iniciais, foto emissão e ionização de fundo foram avaliados quantitativamente pelo método de Taguchi, Kim, Lee e Georghiou [15].

Singh, Serdyuk e Summer em 2013 apresentaram uma modelagem numérica em duas dimensões do processo de ruptura no ar em condições de pressão atmosférica. Para tal, utilizaram o *software COMSOL multiphysics*® com as equações de conservação de carga de Boltzmann em conjunto com as equações de deriva-difusão. Uma malha adaptativa de densidade de carga foi utilizada e o domínio de cálculo foi reduzido para as dimensões relevantes para melhor desempenho numérico. Os resultados das simulações numéricas assim obtidas, em relação a uma descarga em instantes na ordem de nanossegundos são analisados em comparação com publicações de dados experimentais. A abordagem desenvolvida permitiu melhorar fortemente a eficiência das simulações realizadas sobre o fenômeno estudado e, assim, abriu uma possibilidade para modelar problemas da vida real, Singh, Serdyuk e Summer [16].

Zein, Talaat e Samir em 2017 apresentaram uma nova metodologia para o fenômeno de *streamer* positivo utilizando método dos elementos finitos. Para a realização da simulação os autores utilizaram o valor crítico do campo elétrico, o qual é necessário para a iniciação do *streamer*. Então, um cálculo preciso da distribuição do campo elétrico através do arranjo ponta-plano foi necessária para execução da simulação. O *software COMSOL multiphysics*® foi adotado para a simulação. O caminho da descarga foi considerado na ordem de 300 micrômetros de comprimento e

30 micrômetros de raio com concentração de elétrons de 10^{18} elétrons. Os resultados foram validados através de dados experimentais, Zein e Talaat [17].

Lee, Kim e Lee em 2017 apresentaram uma modelagem para o fenômeno de *streamer* negativo e positivo em um meio composto por ar em condições de pressão atmosférica, utilizando método dos elementos finitos. Eles estudaram eletrodos pontaplano em simulação 2D axial com raio de 1 milímetro, utilizaram para realização das simulações o software COMSOL Multiphysics®. O diferencial do trabalho exposto por esses pesquisadores é que os trabalhos anteriores examinaram a análise das descargas, no entanto os mecanismos de descargas não haviam sido explicados em detalhes. As simulações implementadas puderam distinguir o processo de descarga positiva e negativa na formação do *streamer*, particularizando seus respectivos fenômenos, Lee, Kim e Lee [18].

Serdyuk e Gubanski em 2017 desenvolveram simulações capazes de modelar o fenômeno de descargas *streamer* ao longo de superfícies de isolantes sólidos, utilizando para isso, o modelo de deriva-difusão do transporte de carga em descargas de plasma. Variações de densidades eletrônicas, cargas espaciais e perfis de campos elétricos durante a propagação da descarga foram relatadas. A influência de um protetor no isolador no desenvolvimento da descarga foi destacado na pesquisa. Os resultados obtidos por meio das simulações mostraram que as descargas superficiais possuíam características semelhantes aos obtidos experimentalmente e relatados em literaturas anteriores. Foi demonstrado também que as descargas nos casos considerados desenvolveram-se no chamado modo rápido e são totalmente controlados pelo espaço de cargas gerado, Serdyuk e Gubanski [19].

Neste contexto pode-se perceber que nenhuma análise do fenômeno da ionização e deionização foi realizado sob uma perspectiva macroscópica do processo, em que se possa avaliar a suportabilidade dielétrica de equipamentos em escala real e com geometria complexa, tais como os estudados neste trabalho. Diante disso, pode-se observar de forma sintética na Tabela 1, os trabalhos mais significativos desenvolvidos sobre o tema citado.

A técnica proposta difere-se das demais já publicadas por conciliar, de uma só vez, o processo de análise de simulação de descargas atmosféricas e a modelagem do fenômeno da ionização e deionização do ar sob uma perspectiva macroscópica. A originalidade da técnica proposta reside no emprego de um algoritmo capaz de simular o fenômeno supracitado, originado pelas sobretensões ocasionadas pelas descargas atmosféricas, em equipamentos complexos, tais como as chaves utilizadas.

Tabela 1- Evolução do estudo das sobretensões originadas por descargas atmosféricas e a modelagem do fenômeno de ionização e deionização do ar.

Ano	Pesquisador(es)	Contribuição	EDA ^a	FID ^b	SGC ^γ
1993	Nucci <i>et al</i>	Demonstraram que o nível básico de isolamento de um sistema deve levar em consideração as sobretensões induzidas ocasionadas pelas descargas atmosféricas;	x		
1997	Morrow <i>et al</i>	Observou que o processo de fotoionização é determinante para o desenvolvimento do corona em um arranjo ponta-plano de polaridade positiva. Outra notável observação, foi que o processo de anexação dos elétrons para formar íons negativos não é preponderante na propagação do <i>streamer</i> , tendo em vista que é um processo lento, se comparado com os outros.		x	
2005	Soares <i>et al</i>	Obtiveram conclusões relevantes principalmente no que se refere ao comprimento efetivo do aterramento para a mitigação das sobretensões nas cadeias de isoladores.	x		
2007	Ducasse <i>et al</i>	Obtiveram resultados que indicaram que o MEF, apesar de ser mais lento que o MVF, apresentava melhor eficiência na solução do equacionamento, principalmente frente a geometrias não uniformes.		x	
2010	David <i>et al</i>	Apresentaram uma nova abordagem para o equacionamento matemático para o modelo da curva de Paschen.		x	
2012	Kim <i>et al</i>	Apresentaram um método de predição de tensão disruptiva em um meio composto por ar em pressão atmosférica baseado na análise pelo MEF em conjunto com a equação de Poisson e o equacionamento hidrodinâmico de deriva-difusão.		x	
2013	Lopes <i>et al</i>	Os autores caracterizaram o comportamento da suportabilidade dielétrica dos isoladores diante das diversas formas de onda, sejam elas padronizadas ou não.	x		
2017	Faria	O autor concluiu que do ponto de vista da polaridade, a positiva é mais crítica nas chaves seccionadoras, constatou também que a polaridade negativa se apresentou como a mais crítica na chave fusível.	x		
2017	Zein <i>et al</i>	Apresentaram uma nova metodologia para a simulação do fenômeno de <i>streamer</i> positivo utilizando MEF.		x	
2019	De Sá	Propôs modificações geométricas nas arquiteturas de chaves seccionadoras e fusíveis utilizadas em sistemas de distribuição em média tensão e apresentou uma abordagem para simulação do fenômeno da ionização/deionização nestes equipamentos.	x	x	x
α-	Estudo do comportamento dielétrico de equipamentos elétricos quando submetidos a sobretensões ocasionadas por descargas atmosféricas;				
β-	Estudo do fenômeno da ionização/deionização do ar utilizando simulação computacional				
γ	Algoritmo de capaz de simular geometrias complexas, quando estas são submetidas a campos elétricos não uniformes.				

Fonte: autoria própria.

Capítulo 4

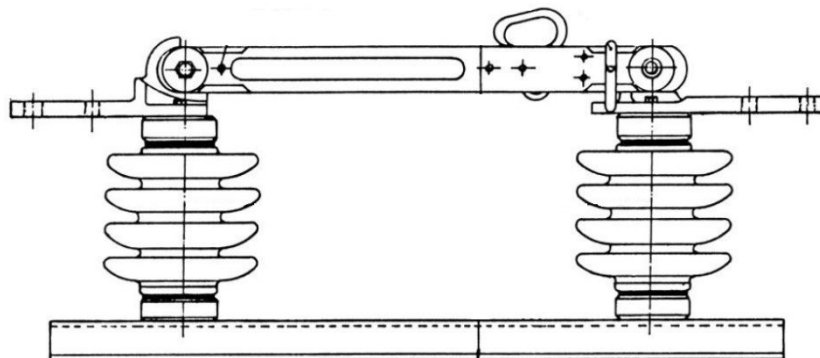
Material e Métodos

Além do estudo da distribuição de campo elétrico e realização de modificações nas chaves de manobra/proteção para suavizar altas concentrações de campo, este trabalho também propõe a simulação dos fenômenos de ionização e deionização do ar nas chaves que serão discutidas a seguir. Para que as duas tarefas citadas sejam realizadas, é necessária a implementação de um modelo tridimensional da chave para que possam ser realizadas as simulações no ambiente do MEF. A chave de manobra simulada foi a seccionadora unipolar, enquanto a chave de manobra/proteção utilizada foi a chave fusível unipolar, ambas as classes 15 kV. Assim, metodologicamente, este trabalho pode ser dividido nos seguintes tópicos: (i) procedimento de modelagem virtual tridimensional dos protótipos utilizados nas simulações; (ii) obtenção da distribuição típica do campo elétrico nos modelos de chaves e sugestões de redesenho; (iii) modelagem do fenômeno de ionização/deionização do ar. O material e os métodos adotados são apresentados nas seções que se seguem.

4.1 Material

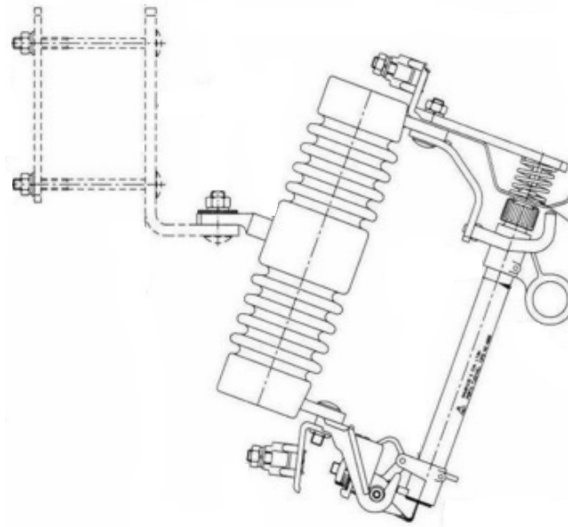
A metodologia deste trabalho foi realizada visando atender os objetivos geral e específico relacionados na primeira seção, visando assim o estudo dos dispositivos que seriam posteriormente simulados. Desse modo, foram escolhidos modelos de chaves específicos para a elaboração dos modelos virtuais tridimensionais. Os modelos utilizados nas simulações são amostras de chaves seccionadoras e chaves fusíveis, ambas com classe 15 kV. Na Figura 16, pode-se observar um esboço da chave seccionadora unipolar utilizada. Na Figura 17, pode-se observar o esquema da chave fusível unipolar empregada.

Figura 16- Modelo de chave seccionadora unipolar classe 15 kV utilizada para as simulações.



Fonte: Adaptado de [53].

Figura 17- Modelo de chave fusível unipolar classe 15 kV utilizada para as simulações.



Fonte: Adaptado de [37].

4.2 Métodos

O procedimento metodológico desta dissertação consistiu em realizar uma pesquisa aplicada com foco em resolver os problemas apresentados. A abordagem do problema se caracteriza em uma perspectiva quantitativa que busca classificar e analisar a problemática. Do ponto de vista dos objetivos a pesquisa se caracteriza tanto como exploratória, tendo em vista que os conhecimentos relativos ao tema foram adquiridos por meio de levantamento bibliográficos, como explicativa, pois visa identificar as características que contribuem para ocorrência do fenômeno, envolvendo uso de técnicas para simulá-lo e entendê-lo [54].

Para maior clareza na apresentação das etapas realizadas, esta seção será dividida em três partes:

- Construção do modelo tridimensional das chaves simuladas em ambiente CAD, e importação no *software* de simulação via MEF;
- A análise da distribuição de campo elétrico diante dos valores de pico de impulsos de tensão, tanto em chaves seccionadoras classe 15 kV, quanto em chaves fusíveis classe 15 kV, ambas imersas em um meio de ar em pressão atmosférica;
- A representação do fenômeno de ionização e deionização do ar em chave seccionadora e fusível classe 15 kV, quando estas são submetidas a impulsos de tensão padronizados e não padronizados, positivos e negativos, constatando assim os valores de tensão disruptiva, para as formas e amplitudes das ondas aplicadas.

4.2.1 Modelagem das chaves

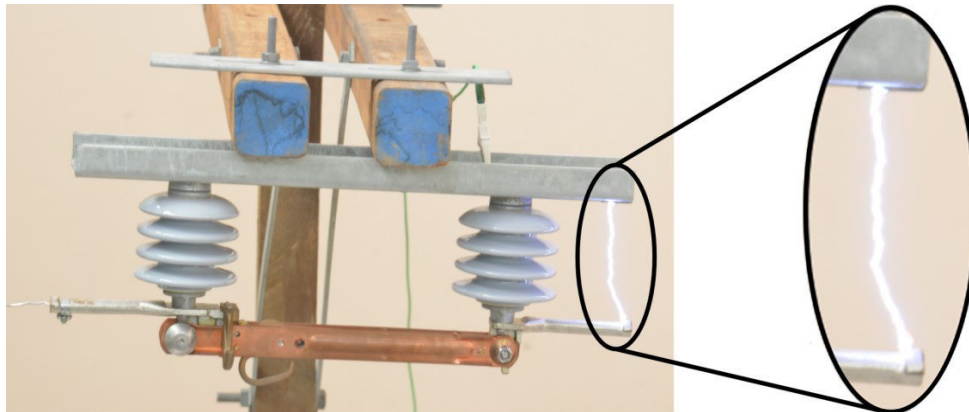
Foi implementado o processo de construção da geometria das chaves em ambiente computacional tipo CAD em três dimensões. As medições realizadas nos modelos físicos, bem como catálogos de fabricantes [37, 53] serviram de referência para essa etapa do processo. Após a finalização dos protótipos originais, estes eram importados pelo *software* de MEF que possui a extensão de arquivos com formato vetorizado.

As simulações foram realizadas em um computador tipo *desktop*, sendo utilizado o *software* AutoCad AutoDesk® versão 2012 para elaboração dos modelos tridimensionais das chaves. Após a implementação dos modelos, estes foram importados pelo *software* COMSOL multiphysics®, no qual foram realizadas as simulações e obtidos os valores de campo elétrico em perspectiva pontual.

4.2.2 Mapeamento de campo elétrico

A partir da elaboração dos modelos tridimensionais, foram realizadas simulações eletrostáticas e impulsivas para o mapeamento do campo elétrico em uma perspectiva linear e pontual, respectivamente, para a determinação das regiões em que, nas chaves, os esforços elétricos seriam máximos. A definição dessas regiões foi duplamente constatada, tanto por meio dos resultados das simulações como pela observação de resultados práticos realizados por Faria [3], este último reproduzido como exemplo na Figura 18.

Figura 18- Descarga disruptiva ocasionada por aplicação de impulso de tensão em laboratório.



Fonte: Adaptado de [3].

As constantes empregadas em todas as simulações de ambas as chaves encontram-se listadas na Tabela 2:

Tabela 2- Constantes dos materiais utilizados nas simulações.

Material	ϵ_r – Permissividade Relativa	σ – Resistividade Elétrica ($\Omega \cdot m$)
Região onde não há possibilidade do Ar se ionizar ⁽¹⁾	1,00	10^{14}

Porcelana ⁽²⁾	5,3	10^{12}
Ferro	10^9	10^{-7}
Cobre	10^{11}	6×10^{-7}
Região onde há possibilidade do Ar se ionizar	1,00	Varia conforme o equacionamento do método.

Fonte:⁽¹⁾ [55] ⁽²⁾ [56] e demais [57].

Tendo em vista as altas concentrações de campo elétrico esperadas em determinadas regiões, algumas modificações geométricas foram realizadas para que o fator de eficiência de campo se tornasse o mais próximo da unidade, ou seja, que naquela região o campo apresentasse uma maior uniformidade, e consequentemente uma menor probabilidade de ruptura dielétrica.

As modificações geométricas se deram de forma iterativa e baseadas na experiência adquirida durante o desenvolvimento da pesquisa. Na medida em que as modificações foram realizadas, novas simulações foram efetuadas, e os valores do fator de eficiência de campo, nessas novas versões das chaves, foram comparados com o valor do fator para a chave original. O valor mais próximo da unidade foi tomado como protótipo final.

Duas principais vertentes de modificações são executadas: redesenho dos eletrodos da chave e aumento do comprimento dos componentes isolantes sólidos. Com isso é possível avaliar-se, também em termos de potencial implementação prática, qual seria a solução mais vantajosa.

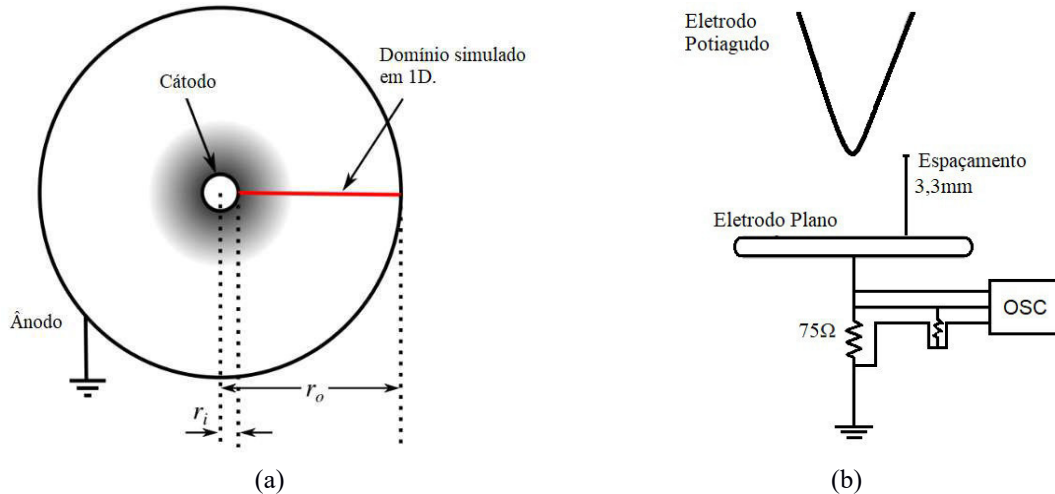
O critério de avaliação dos resultados obtidos se baseia no fator de eficiência de campo, pois através das simulações foram observados fatores " n " mais próximos da unidade do que os valores das chaves originais. Do ponto de vista prático, devido a limitações orçamentárias, não foi possível construir protótipos das chaves para confirmar suas maiores eficiências quando à rigidez dielétrica.

4.2.3 Modelo de ionização e deionização

Considerando-se as metodologias adotadas nas referências analisadas durante a execução da pesquisa e elencadas no Capítulo de Revisão Bibliográfica, fica claro que a maioria das pesquisas foca no estudo de fenômenos relacionados à ionização na perspectiva microscópica [7-19]. Em geral baseiam-se em teorias hidrodinâmicas, eletro-hidrodinâmicas ou de fluxos dinâmicos de partículas para a modelagem dos fenômenos. Também foi observado que as geometrias estudadas para a análise da tensão disruptiva, densidade de íons e elétrons, cargas espaciais e superficiais, são elementares, bem como os arranjos práticos utilizados, igualmente, as distâncias envolvidas são diminutas e não aderem à realidade de boa parte dos problemas de engenharia eletrotécnica. Pode-se observar, pela ilustração na Figura 19, a elementaridade das geometrias relacionadas a alguns arranjos estudados na perspectiva microscópica do fenômeno. O primeiro arranjo visto na Figura 19a, obtido de [58], foi simulado em uma

dimensão e com um espaçamento de 4,5 cm de raio. O arranjo observado na Figura 19b, obtido de [13], simula bidimensionalmente um espaçamento de 3,3 milímetros.

Figura 19- (a) Arranjo de cabos coaxiais simulado em 1D (b)- Arranjo ponta plano simulado em 2D.



Fontes: (a) adaptado de [58]; (b) adaptado de [13].

Os trabalhos que analisaram o fenômeno da ionização em uma escala macroscópica estudaram o processo de ionização no solo, tal como Liew e Darveniza [30] Sekioka *et al* [31] e Bellaschi *et al* [32], além de Bezerra [33]. De forma similar a estes trabalhos, busca-se, portanto, através da metodologia aqui proposta, um modelo que permita:

- Previsibilidade satisfatória da ocorrência de ruptura nas geometrias simuladas;
- Ser executado em um computador tipo *desktop* comum, mesmo que admitindo simplificações dos fenômenos físicos modelados;
- Atenda dimensões típicas da engenharia eletrotécnica (pelo menos na ordem de alguns centímetros) e que possa ser simulado em uma perspectiva tridimensional.

Em relação às simulações que representaram o fenômeno de ionização/deionização do ar, as seguintes etapas foram realizadas:

- As arquiteturas das chaves foram exportadas para o *software* COMSOL multiphysics®;
- Impulsos de tensão foram implementados de acordo com o equacionamento de duplas exponenciais proposto por Heidler *et al* [59];
- Foi realizado um modelo de análise pontual no COMSOL multiphysics®, utilizando os blocos *Domain point probe* e *Global Variable probe*, os quais permitiam a aquisição de dados em quaisquer pontos do meio composto por ar;

- Após as etapas supracitadas, foram executados os cálculos de campo elétrico em um ponto situado na região de maior probabilidade de descarga, este foi utilizado em todas as simulações das referidas chaves, essa etapa foi realizada através do módulo *electric current* do *software* COMSOL multiphysics®;
- Com os dados pontuais de campo elétrico, no ponto mencionado, tais valores foram exportados para uma plataforma numérica e com isso foi implementado um algoritmo de comparação e cálculo, o qual verificava o valor do campo elétrico em relação ao valor do gradiente crítico de ionização do ar, para cada instante e executava, ou não, o equacionamento que modela a resistividade do ar nesses instantes.

A seguir serão apresentadas as formas de implementação utilizadas para a realização das adaptações do modelo de ionização/deionização do solo, para a modelagem do fenômeno no ar. Também serão explicados os métodos para validação do modelo proposto.

4.2.3.1 Implementação do modelo pontual com as devidas modificações

Neste trabalho considerou-se apenas o impacto do campo elétrico em relação à resistividade nas regiões pontuais da simulação, adaptando-se o modelo implementado por Bezerra [33]. Para a modelagem, foram consideradas regiões pontuais, e cada região era independente tanto no início do processo de ionização quanto no de deionização, ou seja, um ponto não possui nenhuma interferência em relação ao outro.

O gradiente de ionização, ou seja, o valor que representa o limite de campo elétrico no qual o processo se inicia (ionização) ou acaba (deionização), foi adotado como sendo equivalente a 26 kV/cm [6]. Este valor é típico de rupturas em campos uniformes para descargas no ar à pressão atmosférica. Nas simulações os campos elétricos nos equipamentos não são uniformes, contanto, o valor adotado é considerado conservador, uma vez que se a descarga ocorre em campo uniforme, há grande probabilidade de que venha a ocorrer em campo não uniforme.

O modelo originalmente proposto em [30], no qual a ionização se dá em camadas, foi modificado para um outro que se baseia na ionização pontual e independente, semelhante à modelagem realizada por Bezerra [33]. Além disso, o limite para início/finalização do processo, tanto no modelo dinâmico, quanto no trabalho de Bezerra, ocorreram através do cálculo da densidade de corrente crítica, enquanto que para esse trabalho o campo elétrico crítico foi considerado como variável comparativa de início/finalização do processo. O processo de formulação e adaptação para o fenômeno no ar é listado a seguir:

Para valores de campos elétricos menores que o do gradiente de ionização do ar, ou seja, $E_p [\text{kV/cm}] < E_c [\text{kV/cm}]$, conforme equação 26:

$$\rho = \rho_0 \quad (26)$$

em que E_p [kV/cm] representa o valor do campo elétrico calculado no ponto, E_c [kV/cm] representa o valor de campo elétrico crítico, e ρ_0 a resistividade inicial do ar.

Para valores de campos elétricos maiores que o gradiente de ionização do ar, E_p [kV/cm] > E_c [kV/cm] ocorre o início da representação do processo de ionização, ou seja, a resistividade começa a decair no tempo, de acordo com a equação 27:

$$\rho = \rho_0 \left(e^{\frac{-t}{\tau_1}} \right) \quad (27)$$

em que t [s] representa o instante em que se inicia o processo de ionização e τ_1 [s] a constante de tempo de ionização do ar.

Para a modelagem do processo de deionização foi considerada a equação 28, que representa a regeneração do isolamento do meio, isso através do crescimento do valor da resistividade do ar em relação ao tempo.

$$\rho = \rho_i + (\rho_0 - \rho_i) \left(1 - e^{\frac{-t}{\tau_2}} \right) \left(1 - \frac{E_p}{E_c} \right)^2 \quad (28)$$

em que τ_2 [s] é a constante de tempo de deionização do ar, ρ_i [Ω.m] é o valor da resistividade no exato momento em que E_p [kV/cm] se torna igual ou menor a E_c [kV/cm], ou seja, durante o início do processo de decaimento do campo elétrico.

As equações que modelam o fenômeno foram implementadas em algoritmo numérico, este realizou a comparação dos valores de campo elétrico com o gradiente de ionização em cada instante, em que a cada instante a comparação dos valores influenciavam na resistividade do ar.

Ao final do processo um algoritmo foi implementado para realizar o cálculo da resistividade em relação ao tempo, gerando gráficos que permitem visualizar a ocorrência ou não dos fenômenos de ruptura do ar.

Como critério de avaliação dos resultados obtidos com esta metodologia, a caracterização do processo de ruptura foi identificada, não somente pela alta taxa de decaimento da resistividade em relação ao tempo, mas também pela caracterização de valores na ordem de grandeza, em torno de 10^{-7} (condutividade típica de metais), e que nesse mesmo instante, a concentração de campo elétrico fosse igual ou superior ao gradiente de ionização. Além disso, para os casos em que a ruptura foi detectada, determinaram-se valores das constantes temporais τ_1 [s] e τ_2 [s], as quais permitissem a reprodutibilidade das curvas $V \times t$ levantadas em chaves idênticas e relatadas em [3].

Capítulo 5

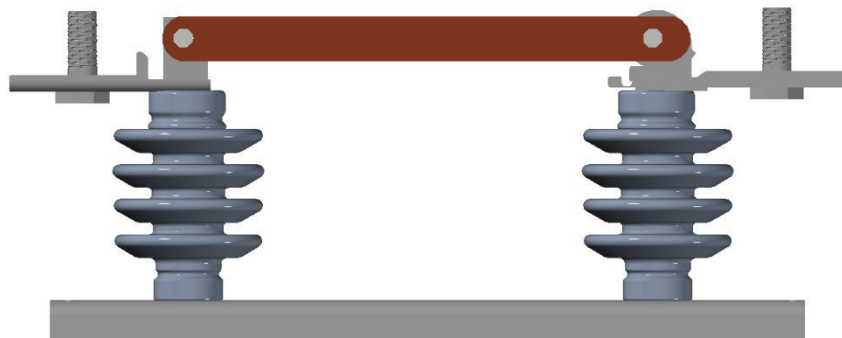
Análises e Resultados

Esta seção do trabalho expõe os resultados e suas respectivas análises em relação às simulações executadas. Para tal ela está dividida em três seções que seguem o contexto da metodologia: na primeira são demonstrados os resultados referentes à modelagem das chaves; na segunda relaciona-se o mapeamento e as melhorias que foram executadas nos protótipos para minimização das altas concentrações de campo elétrico, e finalmente; na última seção mostram-se os resultados obtidos através das simulações do fenômeno da ionização e deionização do ar nas chaves simuladas.

5.1 Modelagem das chaves

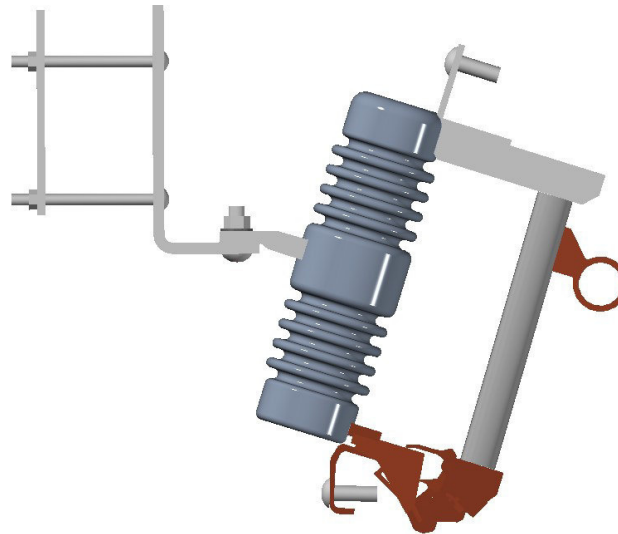
Para a realização das simulações foram projetados protótipos, a saber: chave seccionadora unipolar classe 15 kV e chave fusível unipolar classe 15 kV. Os resultados dessa etapa podem ser observados nas Figuras 20 e 21. Durante o processo de confecção virtual das chaves foram realizadas algumas simplificações que aumentaram a eficiência do ponto de vista do processamento das simulações, contudo sem comprometer os resultados.

Figura 20-Modelo tridimensional da chave seccionadora unipolar classe 15 kV.



Fonte: autoria própria.

Figura 21- Modelo tridimensional da chave fusível unipolar classe 15 kV.



Fonte: autoria própria.

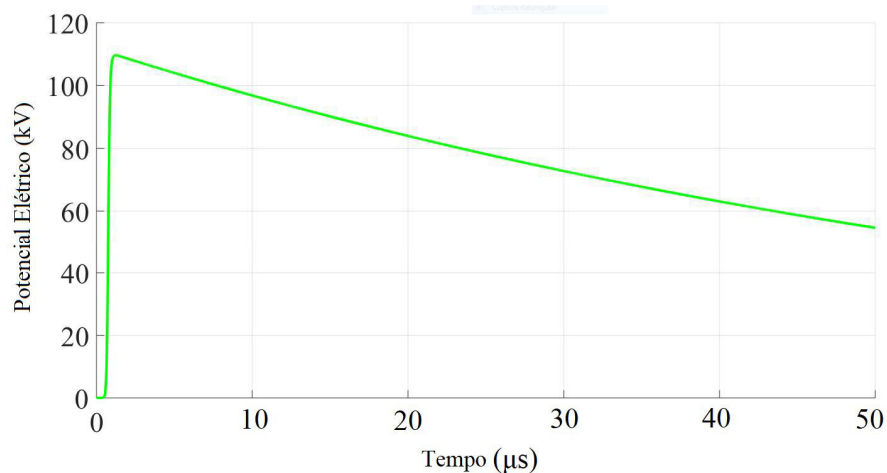
5.2 Mapeamento de campo elétrico

Para este trabalho o processo de mapeamento de campo elétrico exercia tanto a indicação do método utilizado na validação das modificações das chaves, quanto a determinação do início do processo para a modelagem do fenômeno de ionização. Posto isto, para facilitar a compreensão dos resultados, os mesmos foram representados maneiras distintas. Para a análise do fator de uniformidade das chaves, os dados de campos elétricos coletados são apresentados em uma perspectiva linear ou curvilínea, ou seja, os valores de campo elétrico são representados nos resultados em uma linha que percorre a região de interesse. Na modelagem do fenômeno de ionização/deionização os resultados são representados como grandeza física de interesse (por exemplo, condutividade) em um determinado ponto.

5.2.1 Simulação eletrostática da chave seccionadora

Para efeitos de simulação, foi aplicado o valor de crista de uma onda padronizada, equivalente a 107 kV, valor crítico de tensão para ocorrência da ruptura dielétrica, segundo [3], no modelo de chave simulado. Na Figura 22 pode-se observar a forma de onda aplicada.

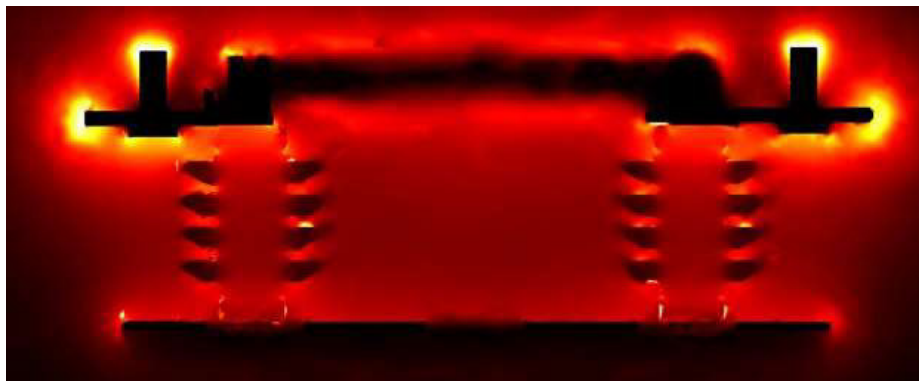
Figura 22- Forma de onda padronizada 1,2/50 μ s com valor de crista de 107 kV.



Fonte: autoria própria.

Tendo ciência que o comportamento da descarga disruptiva tem maior probabilidade de ocorrência na região entre os terminais fonte/carga e a base aterrada no caso da chave na posição fechada [3], optou-se pela inserção, nesta região, das linhas sobre as quais são obtidos os valores de campo elétrico. Este comportamento é evidenciado pelo resultado apresentado na Figura 23. Os pontos com maior concentração de campo elétrico aparecem na cor amarela. Este resultado foi obtido de uma simulação preliminar, eletrostática, que teve por finalidade apenas ilustrar a condição apresentada nos ensaios.

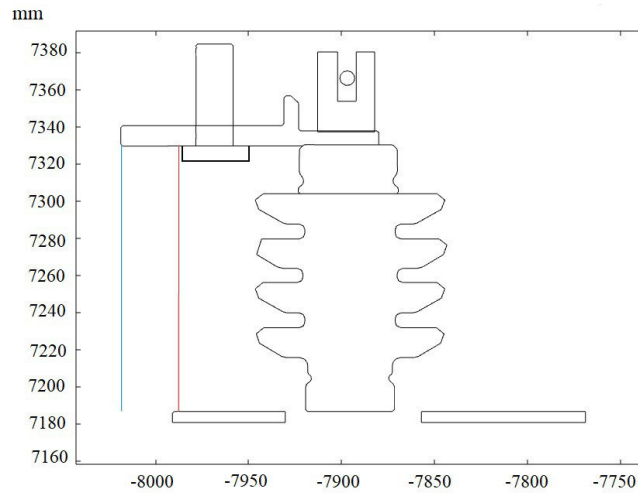
Figura 23- Representação do campo elétrico na chave seccionadora monopolar da classe 15kV.



Fonte: autoria própria.

Para efeito ilustrativo, representam-se tais linhas com um corte da chave na Figura 24. A partir dos valores de campo elétrico médio e máximo, foram determinados os valores de " η ", os quais indicaram o quão uniforme ou não o campo estava naquela determinada região. Duas retas, uma próxima à aresta do terminal de fonte (azul) e outra próxima à cabeça do parafuso (vermelha), foram definidas como percursos ao longo dos quais o campo elétrico foi tomado como referência comparativa, tendo em vista que esses eram os dois piores casos a título de simulação.

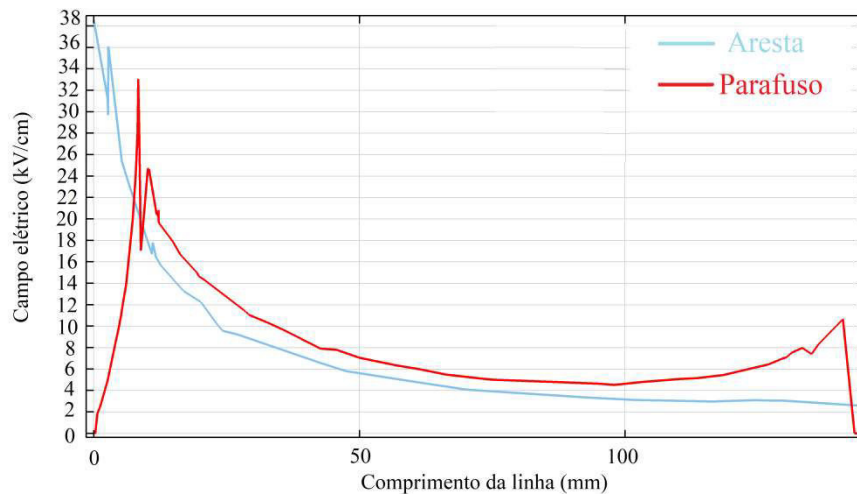
Figura 24- Linhas que representam o caminho sobre o qual foi medido o campo elétrico.



Fonte: autoria própria.

Os perfis de campo elétrico ao longo das retas azul e vermelha estão destacados na Figura 25.

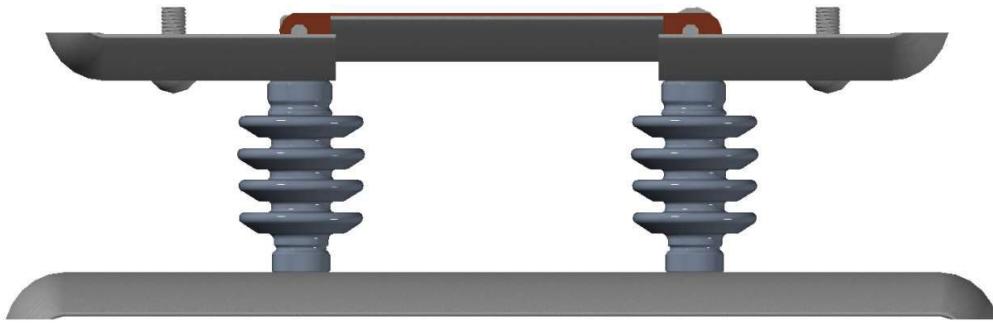
Figura 25- Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia original da chave.



Fonte: autoria própria.

Observando-se os valores de campo elétrico em cada uma das retas, foi constatado que o pior caso se encontra em torno da aresta do terminal de fonte para a base. A alta concentração de campo máximo se dá devido à presença de arestas na geometria do equipamento. Os valores dos fatores de utilização para a chave original foram calculados conforme (6) e foram respectivamente $N_{\text{Vermelho}} = 0,236$ e $N_{\text{Azul}} = 0,1781$. Com o intuito de suavizar o campo elétrico e com isso tornar o fator de utilização mais próximo da unidade, aumentando assim a suportabilidade do equipamento a descargas, foram realizadas modificações geométricas, conforme pode ser observado na Figura 26.

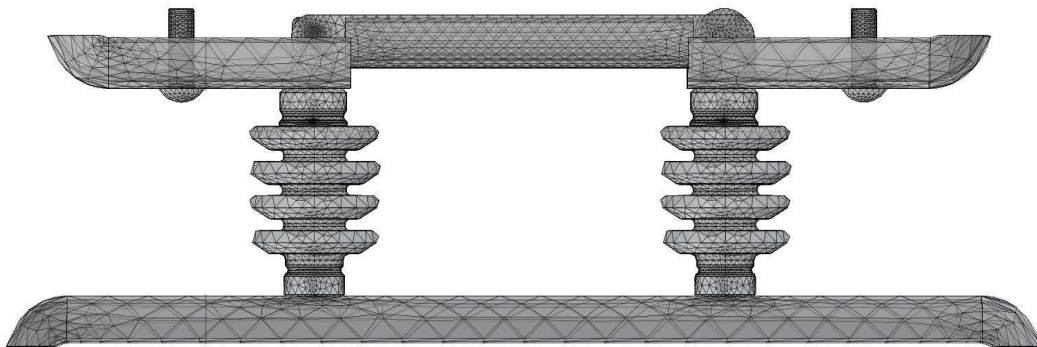
Figura 26- Novo modelo de chave seccionadora classe 15 kV.



Fonte: autoria própria.

Para as simulações eletrostáticas do novo protótipo, foram utilizados os mesmos tipos de materiais e constantes empregadas na simulação da chave original. As modificações resumiram-se à geometria da chave, com relevantes suavizações nas arestas dos seus terminais de fonte e carga e lâmina condutora e a modificação do tipo de parafuso utilizado. Na Figura 27 é apresentada uma representação gráfica do processo de discretização da malha de elementos finitos gerada sobre o modelo modificado da chave seccionadora.

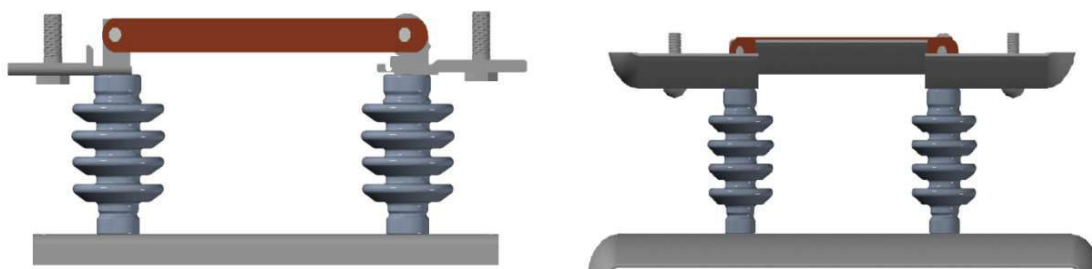
Figura 27- Discretização do novo modelo da chave seccionadora classe 15 kV.



Fonte: autoria própria.

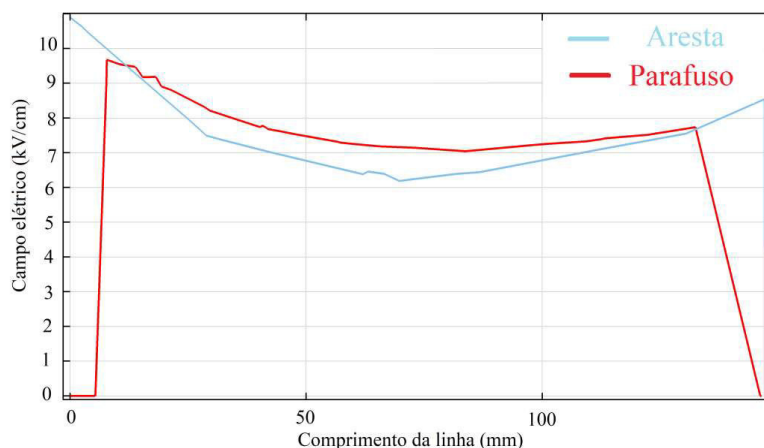
Para tornar mais fácil a visualização das modificações realizadas na chave seccionadora classe 15 kV, estas podem ser observadas na Figura 28, em que a Figura 28 (a) representa a chave original e a Figura 28 (b) representa a chave modificada. Também foram realizadas simulações eletrostáticas para calcular os valores dos perfis de curvas do campo elétrico (médio e máximo) no novo desenho da chave. O resultado pode ser observado na Figura 29.

Figura 28 - (a) Chave seccionadora original (b)- Chave seccionadora modificada-



Fonte: autoria própria.

Figura 29 - Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia modificada da chave.



Fonte: autoria própria.

Percebe-se uma considerável minimização dos valores de campo elétrico ao longo das linhas. O campo elétrico máximo para a região mais próxima à aresta do terminal de fonte foi equivalente a 10,90 kV/cm (71,74% menor que o da chave original), a média ao longo do espaçamento foi 6,91% maior.

Para a região próxima a cabeça do parafuso o campo elétrico máximo foi de 9,68 kV/cm (71,63% menor que o valor da chave original), e o valor do campo médio foi de 7,68 kV/cm (4,68% menor que o valor da chave original). Os valores dos fatores de utilização para a chave original foram calculados conforme (6) e foram respectivamente $N_{\text{Vermelho}} = 0,0675$ e $N_{\text{Azul}} = 0,761$.

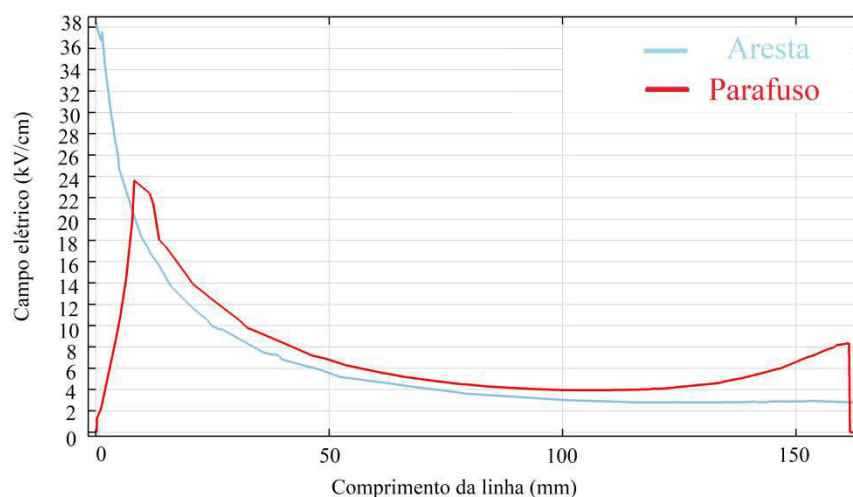
Alternativamente à modificação nos eletrodos, ilustrada na Figura 26, também foi realizada uma simulação variando a altura dos isoladores. Com isso se objetivou determinar qual seria o comprimento adicional de isolação que alcançaria um resultado igual ou superior ao obtido com o redesenho proposto na Figura 26. Esta informação é relevante, pois dão indícios da viabilidade prática construtiva de ambas as topologias.

Após as simulações, observou-se que com um incremento de 1,8 cm na altura dos isoladores originais seria possível melhorar o campo elétrico médio, ocasionando menores variações de campo elétrico ao longo do espaçamento, que ocorriam da chave com mais isolação em comparação com as chaves: original e modificada, no entanto o

fator de uniformidade ainda continua baixo devido às altas concentrações de campo máximo.

Na Figura 30, pode-se observar os perfis de campo elétrico (médio e máximo) para a chave com os isoladores adicionado um acréscimo de 1,8 cm.

Figura 30- Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia com incremento da isolação.



Fonte: autoria própria.

No entanto, sem as modificações geométricas, as altas concentrações de campo elétrico máximo são semelhantes às da chave original, com uma pequena diferença entre os campos elétricos máximos na linha que compreende a descarga próximo a aresta da chave. Assim, sem a confecção da chave e a realização de testes em laboratório, não se pode afirmar categoricamente se a suportabilidade dielétrica dos equipamentos é similar. Na Tabela 3, podem-se observar os resultados encontrados para os três modelos de chaves seccionadoras simuladas.

Tabela 3 - Comparativa entre as chaves seccionadoras de 15 kV.

Campo Elétrico	Chave Original	Chave Modificada	Chave com isolação adicional
Médio na aresta	6,86 kV/cm	7,37 kV/cm	6,37 kV/cm
Médio no parafuso	8,057 kV/cm	7,68 kV/cm	7,22 kV/cm
Máximo no parafuso	38,58 kV/cm	10,9 kV/cm	38,58 kV/cm
Máximo na aresta	34,14 kV/cm	9,67 kV/cm	23,9 kV/cm

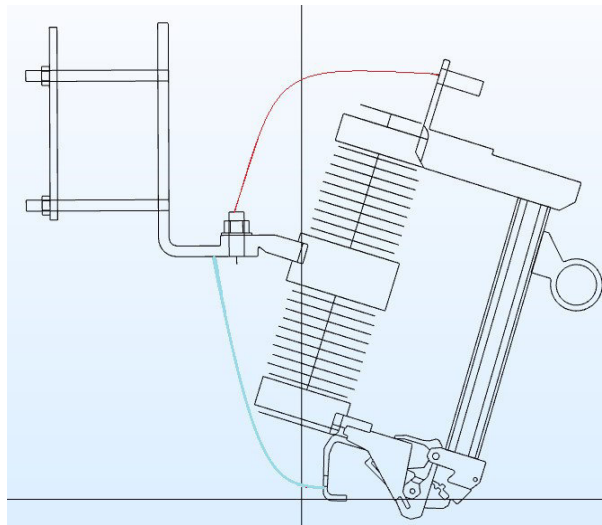
Fonte: autoria própria.

5.2.2 Simulação eletrostática da chave fusível

Para efeitos de simulação, também foi aplicado o valor de crista de uma onda padronizada, equivalente a 122,5 kV, grandeza dentro do intervalo de valores crítico de tensão para ocorrência da disrupção dielétrica, segundo [3]. Foram analisadas as regiões que apresentavam as maiores concentrações de campo elétrico, a saber, a região entre os terminais de fonte/carga e a base aterrada.

Para a quantificação dos campos elétricos e seus respectivos valores de fator de uniformidade de campo, foram geradas curvas para reproduzirem as descargas obtidas em laboratório por Faria, com a chave na posição fechada [3]. Estas curvas, que podem ser visualizadas na Figura 30, foram implementadas no *software* COMSOL multiphysics® para calcular os campos elétricos: médio e máximo, que serão tomados como referência comparativa neste trabalho. Uma representação da disposição destas curvas junto ao modelo do equipamento pode ser vista na Figura 31.

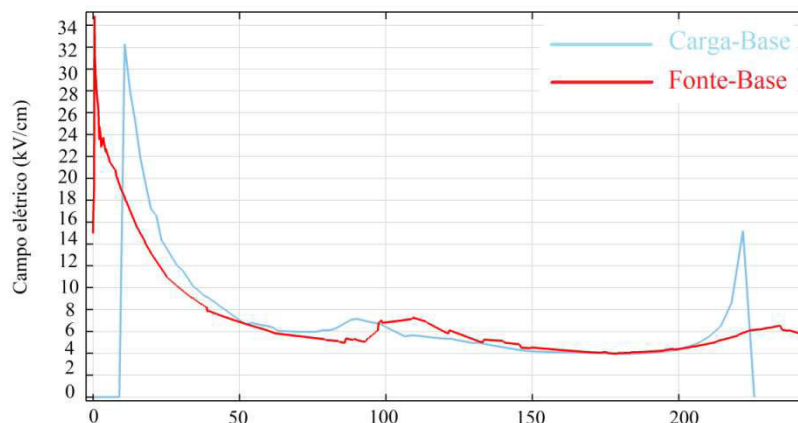
Figura 31 - Linhas que representam o caminho de maior probabilidade de ocorrência das descargas disruptivas na chave fusível original.



Fonte: autoria própria.

Os perfis de campo elétrico ao longo das linhas vermelha e azul, destacadas na Figura 31, são ilustrados na Figura 32.

Figura 32 - Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia original da chave.

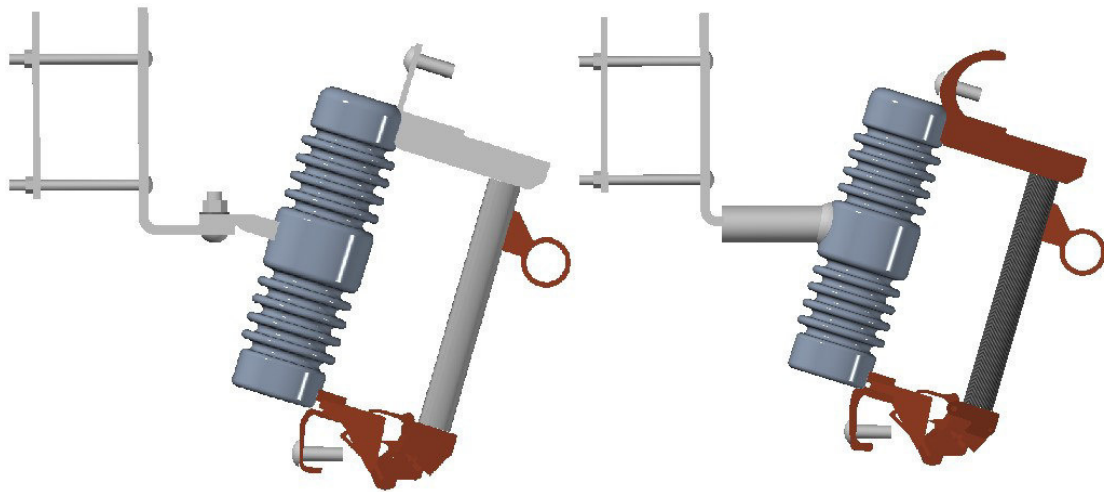


Fonte: autoria própria.

Observando-se os valores de campo elétrico em cada uma das curvas, foi constatado que o pior caso se encontra na curva que sai do terminal de carga em direção à base aterrada (parte superior do desenho, linha vermelha). A alta concentração de

campo máximo se dá devido à presença de arestas na geometria do equipamento. O valor do fator de utilização para a chave original foi calculado ao longo das curvas, conforme (6), e foi de $N_{Azul} = 0,2076$ $N_{Vermelho} = 0,1991$. Com o intuito de suavizar o campo elétrico e com isso tornar o fator de utilização mais próximo da unidade, aumentando assim a suportabilidade do equipamento a descargas, foram realizadas modificações geométricas no equipamento. Para um melhor entendimento e percepção das modificações realizadas a ilustração da arquitetura original da chave fusível é apresentada na Figura 33a, enquanto a arquitetura da chave modificada é ilustrada na Figura 33b.

Figura 33 - (a) Chave Fusível original (b)- Chave Fusível modificada.



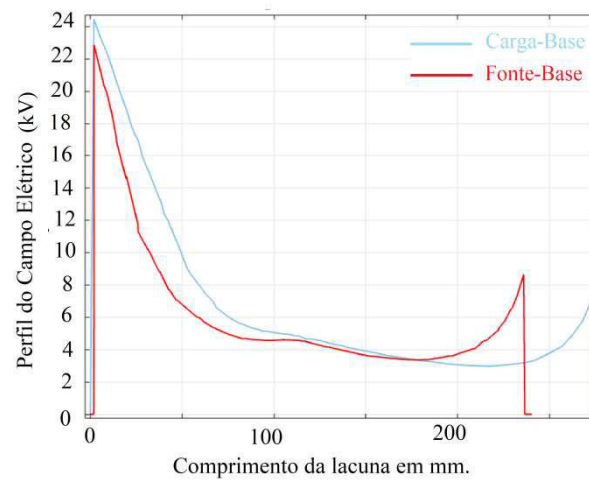
Fonte: autoria própria.

Foram realizadas simulações eletrostáticas para calcular os valores dos perfis de curvas do campo elétrico (médio e máximo) no novo desenho da chave. O resultado pode ser observado na Figura 34.

Os resultados apresentados na Figura 33b demonstram uma considerável melhora na região estudada. O campo elétrico máximo para a região representada pela curva azul foi equivalente a 24,46 kV/cm, valor 31,32% menor que o da chave original, e o valor de campo elétrico médio ao longo da mesma curva foi 0,15% menor. Para a curva vermelha o valor do campo elétrico máximo foi de 22,87 kV/cm (52,43% menor que o valor da chave original), e o valor do campo médio foi de 6,08 kV/cm (14,14% menor que o valor da chave original).

A exemplo do que foi realizado no caso da chave seccionadora, e com os mesmos objetivos, também foi realizada uma simulação variando-se apenas o comprimento do isolador. Com isso objetivou-se determinar qual seria o comprimento adicional de isolamento que alcançaria um resultado igual ou superior ao obtido com o redesenho proposto na Figura 32.

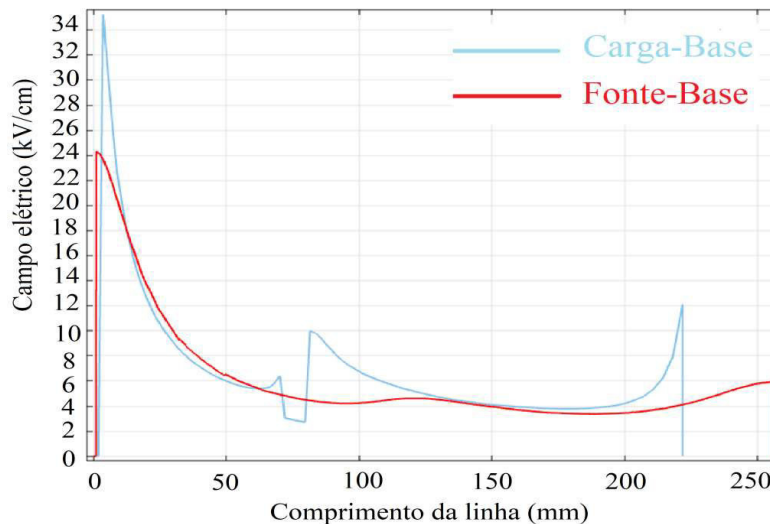
Figura 34 - Perfis de campo elétrico das linhas que representam os caminhos com as maiores ocorrências de descargas disruptivas no novo protótipo da chave fusível.



Fonte: autoria própria.

Após as simulações, observou-se que com um incremento de 1,1 cm no comprimento do isolador original seria possível realizar uma equivalência o campo elétrico médio da chave original com a modificada, ressaltando que assim como na chave seccionadora, o fator de uniformidade ainda permanece muito baixo. Na Figura 35, podem-se observar os perfis de campo elétrico (médio e máximo) para a chave com o isolador 1,1 cm maior.

Figura 35 - Perfis de campo elétrico calculados sobre as linhas. Topologia com incremento da isolação.



Fonte: autoria própria.

No entanto, sem as modificações geométricas, as altas concentrações de campo elétrico máximo são similares às da chave original, havendo uma pequena alteração no terminal de fonte-base, em que seu campo máximo foi menor. Assim, sem a confecção da chave e a realização de testes em laboratório, não se pode afirmar categoricamente se

a suportabilidade dielétrica dos equipamentos é similar. Na Tabela 4, pode-se observar os resultados encontrados para os três modelos de chaves seccionadoras simuladas.

Tabela 4 - Tabela comparativa entre as chaves fusível de 15 kV.

Campo Elétrico	Chave Original	Chave Modificada	Chave com mais isolação
Máx carga-base	32,31 kV/cm	24,46 kV/cm	34,32 kV/cm
Médio carga-base	6,70 kV/cm	6,70 kV/cm	6,01 kV/cm
Máx fonte-base	34,86 kV/cm	22,87 kV/cm	24,12 kV/cm
Médio fonte-base	6,94 kV/cm	6,08 kV/cm	6,84 kV/cm

Fonte: autoria própria.

5.3 Modelo de ionização e deionização

Tendo em vista que um dos objetivos específicos deste trabalho é avaliar, com base no mapeamento de campo elétrico das chaves, as regiões críticas para ionização do ar, foi proposto um modelo pontual para a simulação do fenômeno de ionização e deionização do ar em uma escala macroscópica. Os casos de impulsos de tensão simulados estão apresentados na Tabela 5, estes foram responsáveis pela ruptura da rigidez dielétrica do meio, segundo [3]. Para a chave seccionadora unipolar foram simuladas as formas de onda padrão e não padronizada com tempo de frente de 5,0 μ s e tempo de cauda de 50 μ s. As formas de onda apresentadas na Tabela 5 foram escolhidas por representar de forma significativa as configurações testadas por [3]. Por questões práticas de volume de resultados, as demais configurações não estão apresentadas no corpo deste documento.

Tabela 5 - Tabela dos impulsos de tensão simulados nas chaves: seccionadora e fusível.

Formas de impulsos		Diferença entre polaridades			
		Chave Seccionadora 15 kV		Chave Fusível 15 kV	
		Positiva (kV)	Negativa (kV)	Positiva (kV)	Negativa (kV)
t_1 (μ s)	t_2 (μ s)				
0.5	5.0	-	-	170,6	156,9
1,2	50	109,6	177,7	126,3	121,0
5.0	50	120,4	141,9*	-	-

Fonte: autoria própria

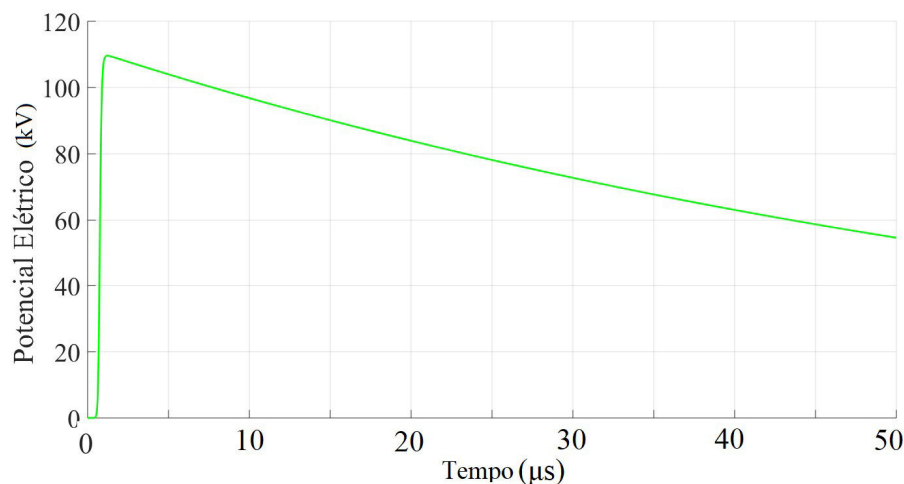
5.3.1 Chave seccionadora

As simulações realizadas na chave seccionadora unipolar de 15 kV são descritas a seguir. Especificamente para esta, foram escolhidas duas formas de onda em duas polaridades distintas. A forma de onda padronizada 1,2 μ s /50 μ s em ambas polaridades e a forma de onda não padronizada com tempo de frente de 5,0 μ s e tempo de cauda de 50 μ s. As simulações da curva V_{xt} para este equipamento foi realizado com a aplicação de 5 impulsos de tensão nas formas de onda mencionadas e comparados com os valores obtidos em laboratório por Faria [3].

5.3.1.1 Caso de ruptura para forma de onda padronizada 1,2 μ s/50 μ s na polaridade positiva

Pode-se observar, pela Figura 36, as características da forma de onda do impulso de tensão, com tempo de frente de 1,2 μ s, tempo de cauda de 50 μ s, e 109,6 kV de valor de crista e polaridade positiva. As características dessa forma de onda proporcionaram a ruptura do meio dielétrico da chave seccionadora através dos ensaios realizados por [3] em 50% dos casos. No entanto, como as simulações deste trabalho não incorporam o caráter estocástico da formação das descargas, esse é o valor de crista que foi adotado como limite de ruptura ou não ruptura para este exemplo. O modelo pode ser ajustado para responder em outros valores de pico de tensão, mas sempre de forma determinística.

Figura 36 - Forma de onda de tensão padronizada de 1,2/50 μ s.



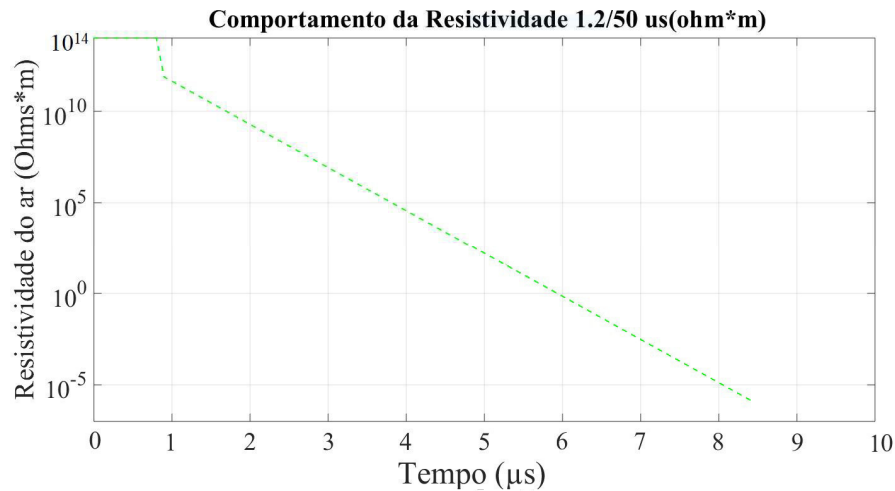
Fonte: autoria própria.

Tendo em vista que o modelo se baseia em uma representação pontual, foi escolhido um ponto junto à região de maior probabilidade da ocorrência da raiz do arco elétrico (próximo ao parafuso de fixação do cabo em um dos lados da chave), para avaliação da taxa de decaimento da resistividade.

O comportamento da resistividade do ar, durante o processo de ionização e deionização no ponto de interesse, é descrito pelo gráfico apresentado na Figura 37.

Percebe-se que o processo de ionização ocorre até o instante de 8,4 μ s, com o decaimento da resistividade até aproximadamente $8,6 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$. A partir da alta taxa de decaimento da resistividade, e da alta concentração de campo elétrico (26,07 kV/cm) no instante de 8,4 μ s, configurou-se então o fenômeno da ruptura do ar.

Figura 37 - Comportamento da resistividade em função do tempo, diante do fenômeno de ionização e deionização do ar.

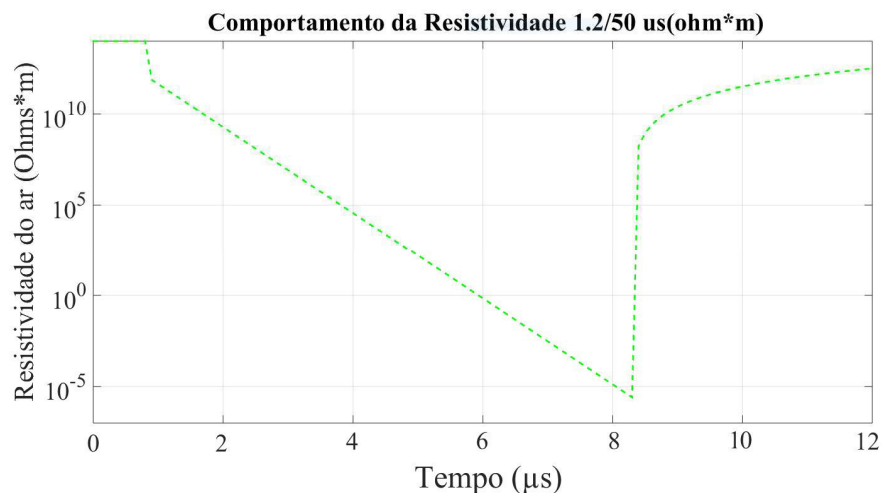


Fonte: autoria própria.

5.3.1.2 Caso de não ruptura com impulso positivo de tensão padronizado 1,2μs /50μs

Observa-se pela Figura 38, o comportamento da resistividade do ar, durante o processo de ionização e deionização no ponto de interesse.

Figura 38 - Processo de ionização e deionização em chave seccionadora para forma de onda padronizada com polaridade positiva.



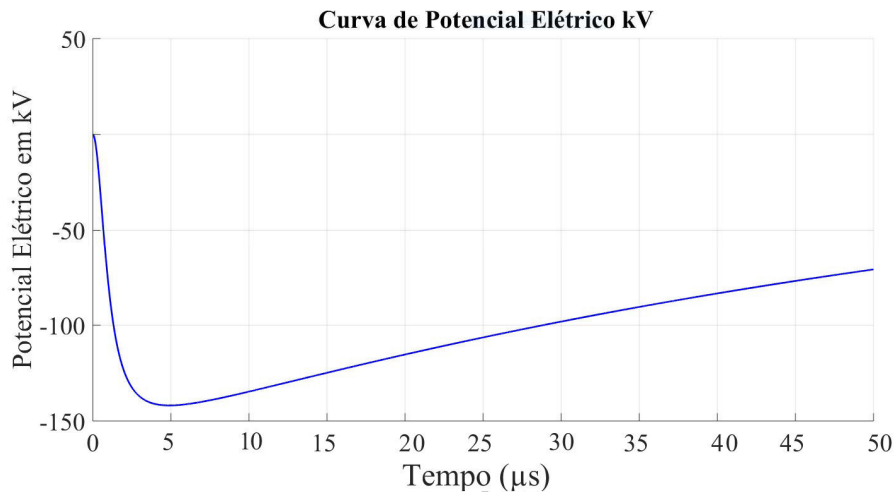
Fonte: autoria própria.

Percebe-se que o fenômeno da disrupção não ocorre para a aplicação de uma onda padronizada de 109,2 kV de valor de crista, bem como nos ensaios em laboratório realizado por Faria [3]. O processo de ionização ocorre até o instante de 8,3 μs, com o decaimento da resistividade até aproximadamente $2,6 \times 10^{-6} \Omega \cdot m$. Contudo, como o campo elétrico no próximo passo de integração (25,96 kV/cm) é inferior ao gradiente de ionização, o meio composto por ar realiza o processo de deionização em que suas propriedades dielétricas se autorregeneram.

5.3.1.3 Caso de ruptura com impulso positivo de tensão não padronizado 5,0 μ s /50 μ s amplitude 141,9 kV.

Após a aplicação de um impulso de tensão negativo não padronizado, com tempo de frente equivalente a 5,0 μ s e tempo de cauda de 50 μ s, foi observado o processo de ruptura do ar. Esta forma de onda não padronizada, que possui 141,9 kV de valor de crista pode ser observada na Figura 39.

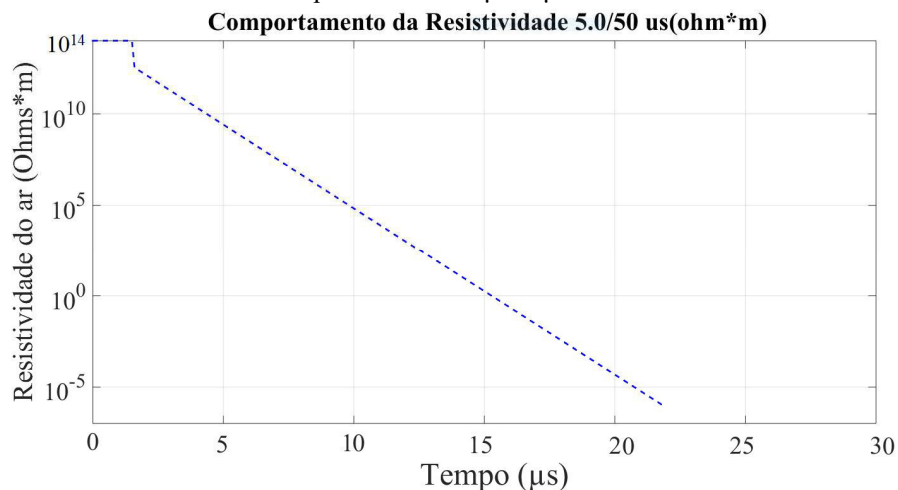
Figura 39 - Forma de onda de tensão negativa não padronizada de 5,0 μ s /50 μ s.



Fonte: autoria própria.

O fenômeno simulado em que ocorre a ruptura do meio, após a aplicação do impulso de tensão não padronizado negativo, é ilustrado na Figura 40.

Figura 40 - Comportamento da resistividade em função do tempo para forma de onda negativa e não padronizada 5.0 μ s/50 μ s.



Fonte autoria própria.

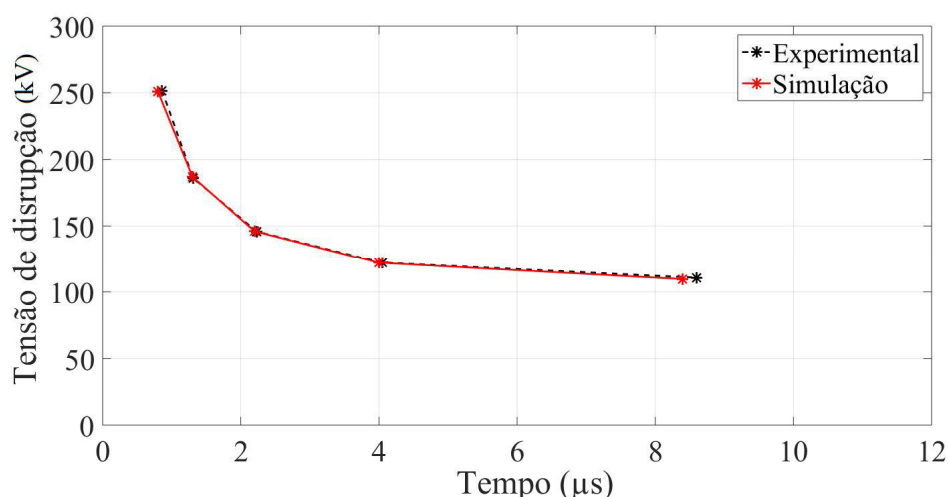
Percebe-se que o processo de ionização ocorre até o instante de 21,9 μ s, com o decaimento da resistividade até aproximadamente $8,6 \times 10^{-7} \Omega \cdot m$. Pelo resultado da simulação, percebe-se que a disrupção ocorreu.

5.3.1.4 Curva V_{xt} para forma de onda positiva 1,2 μ s/50 μ s.

Um importante parâmetro para análise e avaliação da suportabilidade dos equipamentos com isolamento autorregenerativo é a característica tensão de pico por tempo de ocorrência do colapso de tensão, denominada curva V_{xt} [3]. Com isso, foi realizado o cálculo da tensão de pico por tempo de disrupção no algoritmo implementado neste trabalho, variando-se a constante de ionização, que para o caso prático é proporcional ao tempo de colisões entre os portadores de carga, ou seja, quanto menor o tempo de ionização na simulação, menor será o tempo em que a resistividade do meio decrescerá. Assim, buscou-se demonstrar a aderência entre o modelo proposto e o fenômeno real, apesar das simplificações consideradas.

Pode-se observar na Figura 41 a curva V_{xt} para a forma de onda positiva padronizada com tempo de frente de 1,2 μ s, tempo de cauda de 50 μ s. Para tal foram calculados 5 valores de disrupção com seus respectivos tempos. Os valores simulados são comparados com os valores obtidos em laboratório por Faria [3].

Figura 41 - Curva $V \times t$ para polaridade positiva da forma de onda padrão 1,2 μ s / 50 μ s.



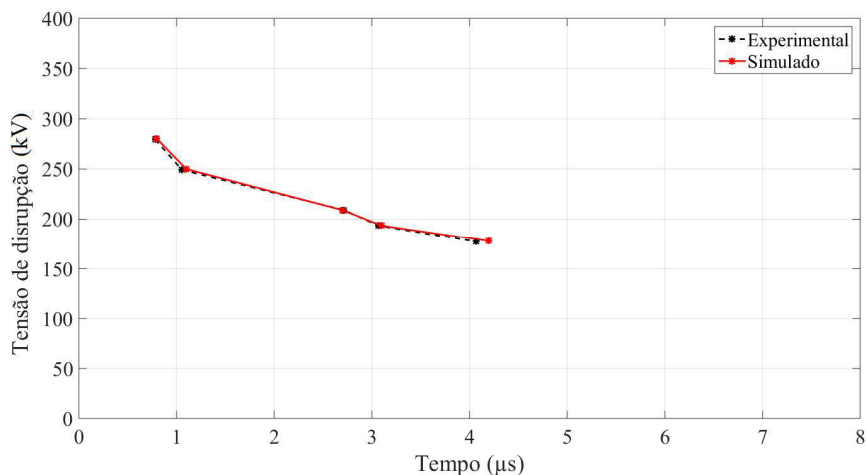
Fonte: autoria própria.

Pode-se observar que os valores experimentais e simulados possuem boa aderência, e que os tempos de disrupção para essa forma de onda ocorreram entre 1 μ s e 9 μ s. O erro quadrático médio em porcentagem, relacionando a curva da simulação à curva obtida através dos experimentos realizados em laboratório por Faria [3] para esta forma de onda foi de 0,93 %.

5.3.1.5 Curva $V \times t$ para forma de onda negativa 1,2 μ s/50 μ s.

Da mesma maneira, foram realizadas simulações para obter a curva V_{xt} da forma de onda padronizada, no entanto na polaridade negativa, em que seus tempos de disrupção eram menores, comparando-se com a polaridade positiva. Pode-se observar na Figura 42 a curva V_{xt} para a forma de onda negativa padronizada com tempo de frente de 1,2 μ s, tempo de cauda de 50 μ s.

Figura 42 - Curva V_{xt} para polaridade negativa da forma de onda padrão $1,2 \mu s / 50 \mu s$.



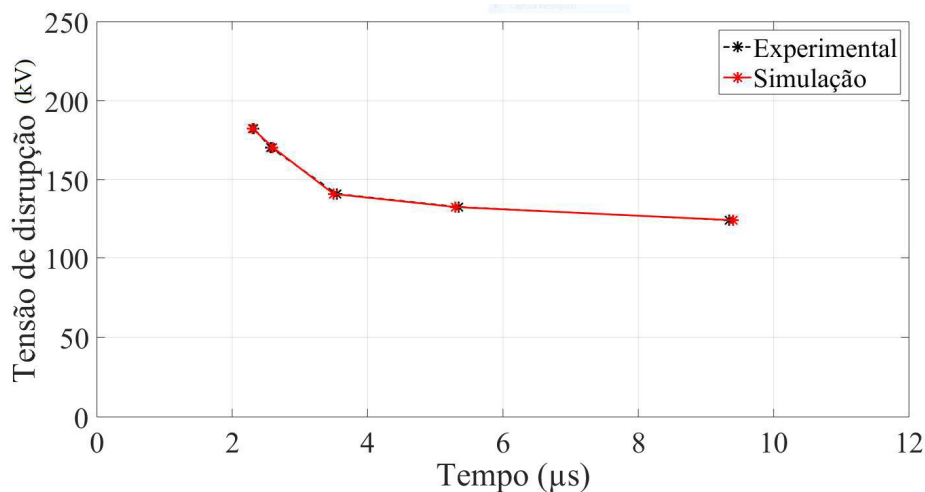
Fonte: autoria própria.

Os resultados obtidos em simulação foram bem próximos aos dados experimentais realizados por Faria [3], sendo que os tempos das rupturas ocorreram entre o intervalo de $0,7 \mu s$ a $4,5 \mu s$. O erro quadrático médio em porcentagem, relacionando a curva da simulação à curva obtida através dos experimentos realizados em laboratório por Faria [3] para esta forma de onda foi de $0,43\%$.

5.3.1.6 Curva V_{xt} para forma de onda positiva $5,0 \mu s / 50 \mu s$.

Também foram realizadas simulações para obter a curva V_{xt} da forma de onda não padronizada na polaridade positiva, em que seus tempos de ruptura ocorreram no intervalo entre $2 \mu s$ e $10 \mu s$. O erro quadrático médio em porcentagem para esta forma de onda foi de $0,19\%$. Pode-se observar na Figura 43 a curva V_{xt} para a forma de onda positiva não padronizada com tempo de frente de $5,0 \mu s$, tempo de cauda de $50 \mu s$.

Figura 43 - Curva V_{xt} para polaridade positiva da forma de onda não padronizada $5,0 \mu s / 50 \mu s$.

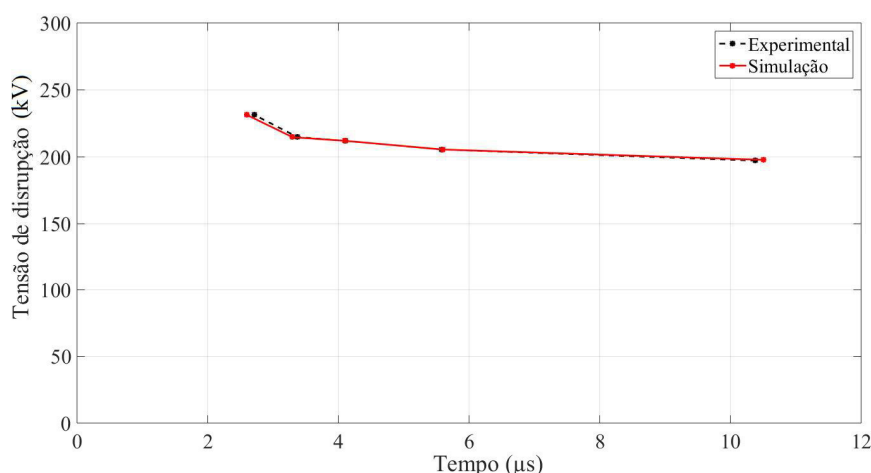


Fonte: autoria própria.

5.3.1.7 Curva V_{xt} para forma de onda negativa 5,0 μ s/50 μ s.

As simulações para obter a curva V_{xt} da forma de onda não padronizada na polaridade negativa foram realizadas e podem observadas na Figura 44. Seus tempos de disrupção ocorreram no intervalo entre 2 μ s e 11 μ s. O erro quadrático médio em porcentagem para esta forma de onda foi de 0,67%

Figura 44 - Curva V_{xt} para polaridade negativa da forma de onda não padronizada 5,0 μ s / 50 μ s.



Fonte: autoria própria.

5.3.2 Chave fusível

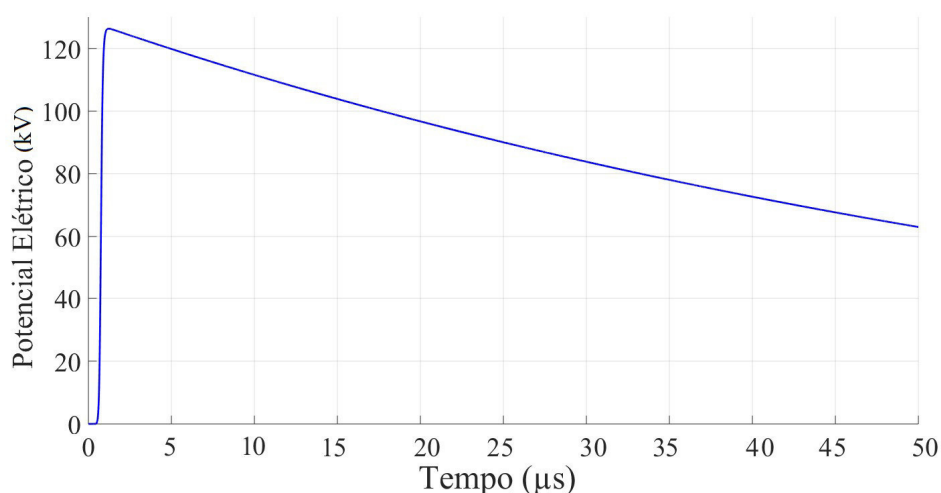
As simulações realizadas na chave fusível unipolar de 15 kV são descritas a seguir, para este equipamento também foram escolhidas duas formas de onda em duas polaridades distintas, contudo a onda não padronizada foi distinta da onda aplicada na chave seccionadora. A forma de onda padronizada 1,2 μ s / 50 μ s em ambas polaridades e a forma de onda não padronizada com tempo de frente de 0,5 μ s e tempo de cauda de 5 μ s, foram as utilizadas.

As simulações da curva V_{xt} seguiram o mesmo padrão das simulações na chave seccionadora, ou seja, foram realizados 5 impulsos de tensão nas formas de onda mencionadas e comparados com os valores obtidos em laboratório por Faria [3].

5.3.2.1 Caso de disrupção para forma de onda padronizada 1,2 μ s/50 μ s na polaridade positiva.

Pode-se observar, pela Figura 45, as características da forma de onda do impulso de tensão, com tempo de frente de 1,2 μ s, tempo de cauda de 50 μ s, e 126,3 kV de valor de crista e polaridade positiva. As características dessa forma de onda proporcionaram a ruptura do meio dielétrico da chave fusível através dos ensaios realizados por [3] em 50% dos casos.

Figura 45 - Forma de onda de tensão padronizada de 1,2 μ s /50 μ s.

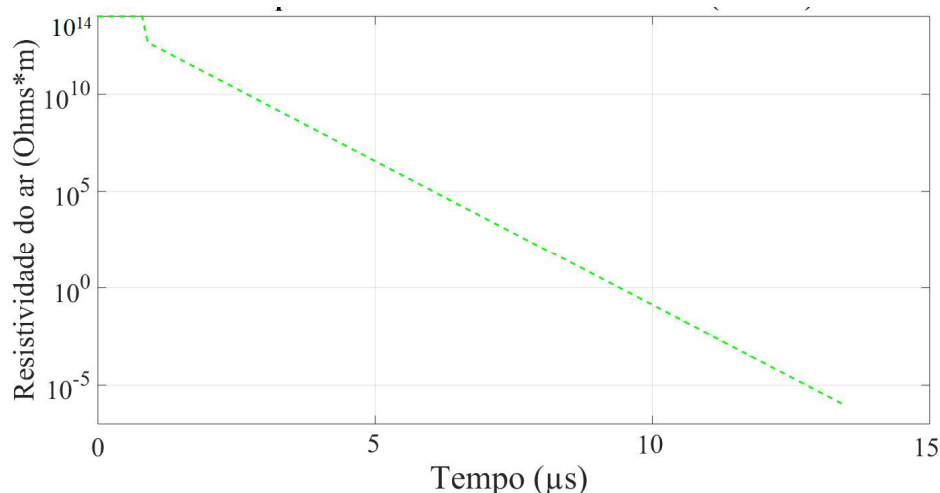


Fonte: autoria própria.

Tendo em vista que o modelo se baseia em uma representação pontual, foi escolhido um ponto junto à região de maior probabilidade da ocorrência da raiz do arco elétrico (próximo ao parafuso de fixação do cabo no lado superior da chave, denominado terminal de fonte), para avaliação da taxa de decaimento da resistividade.

O comportamento da resistividade do ar, durante o processo de ionização e deionização no ponto de interesse para o impulso de tensão da onda padronizada com 126,3 kV de valor de pico, é descrito pelo gráfico apresentado na Figura 46.

Figura 46 - Comportamento da resistividade em função do tempo, diante do fenômeno de ionização e deionização do ar.



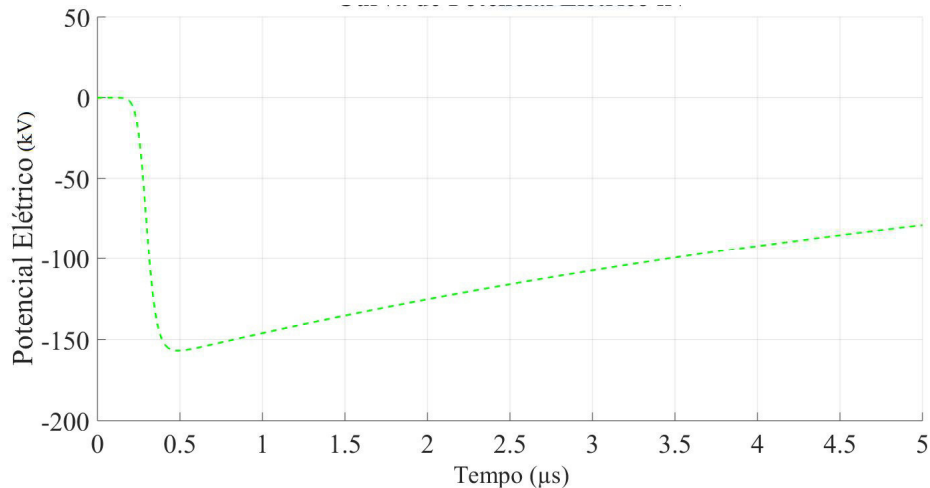
Fonte: autoria própria.

Pode-se observar que o processo de ionização ocorre até o instante de 13,5 μ s, com o decaimento da resistividade até aproximadamente $8,3 \times 10^{-7} \Omega \cdot m$. A partir da alta taxa de decaimento da resistividade, e da alta concentração de campo elétrico (26 kV/cm) no instante de 13,5 μ s, configurou-se então o fenômeno da ruptura do ar para a simulação realizada neste trabalho.

5.3.2.2 Caso de disrupção para forma de onda não padronizada 0,5 μ s/5 μ s na polaridade negativa.

Pode-se observar, pela Figura 47, as características da forma de onda do impulso de tensão, com tempo de frente de 0,5 μ s, tempo de cauda de 5 μ s, e 156,9 kV de valor de crista e polaridade negativa. As características dessa forma de onda proporcionaram a ruptura do meio dielétrico da chave fusível através dos ensaios realizados por [3] em 50% dos casos.

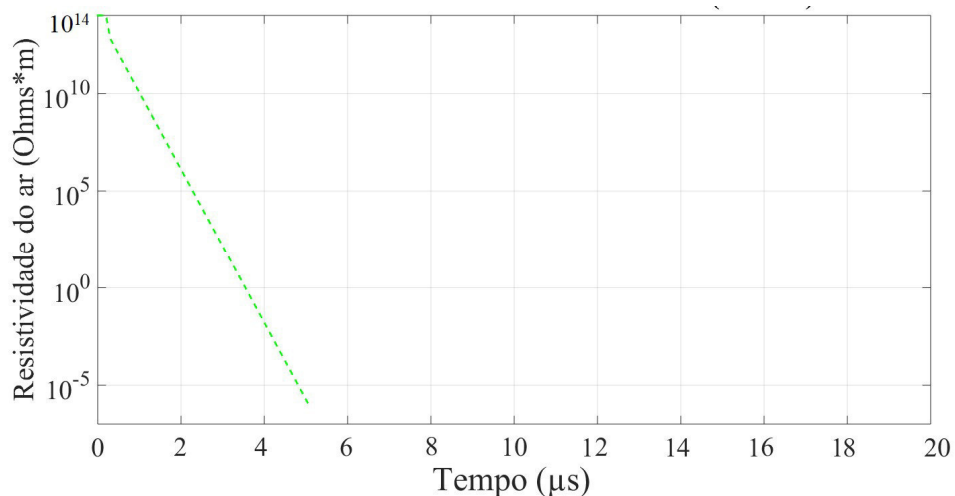
Figura 47 - Forma de onda de tensão não padronizada de 0,5 μ s / 5 μ s.



Fonte: autoria própria.

O comportamento da resistividade do ar relacionado ao impulso de tensão não padronizado, aplicado durante o processo de ionização e deionização do ar, considerando o ponto de interesse, é descrito pelo gráfico apresentado na Figura 48.

Figura 48 - Comportamento da resistividade em função do tempo, diante do fenômeno de ionização e deionização do ar.



Fonte: autoria própria.

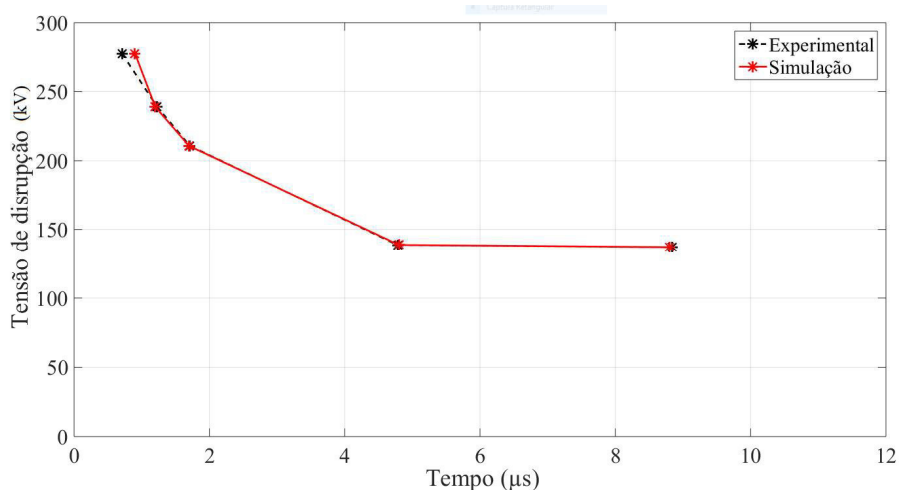
Percebe-se que o processo de ionização ocorre até o instante de $5,1 \mu\text{s}$, com o decaimento da resistividade até aproximadamente $7,32 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$. A partir da alta taxa de decaimento da resistividade, e da alta concentração de campo elétrico ($26,7 \text{ kV/cm}$) no instante de $5,1 \mu\text{s}$, configurou-se então o fenômeno da ruptura do ar.

5.3.2.3 Curva V_{xt} para forma de onda positiva $1,2\mu\text{s}/50\mu\text{s}$.

Foi realizado o cálculo da tensão de pico por tempo de disrupção no algoritmo implementado neste trabalho, variando-se a constante de ionização, para obtenção da curva V_{xt} . Assim, buscou-se demonstrar, também para a chave fusível, a aderência entre o modelo proposto e o fenômeno real, apesar das simplificações consideradas.

Pode-se observar na Figura 49 a curva V_{xt} para a forma de onda positiva padronizada com tempo de frente de $1,2 \mu\text{s}$ e tempo de cauda de $50 \mu\text{s}$, esta utilizada na simulação da chave fusível. Os valores simulados são comparados com os valores obtidos em laboratório por Faria [3].

Figura 49 - Curva V_{xt} para polaridade positiva da forma de onda padrão $1,2 \mu\text{s} / 50 \mu\text{s}$.



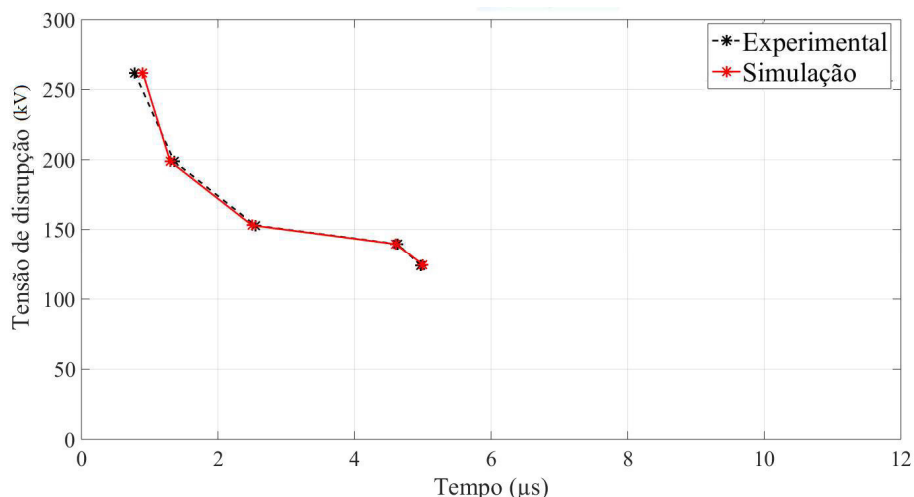
Fonte: autoria própria.

Pode-se constatar que os valores experimentais e simulados possuem também boa aderência, nota-se que os tempos de disrupção para essas formas de onda ocorreram entre o intervalo de $1,5 \mu\text{s}$ a $9 \mu\text{s}$. O erro quadrático médio em porcentagem para esta forma de onda foi de $0,8\%$.

5.3.2.4 Curva V_{xt} para forma de onda negativa $1,2\mu\text{s}/50\mu\text{s}$.

Da mesma maneira, foram realizadas simulações para obter a curva V_{xt} da forma de onda padronizada, no entanto na polaridade negativa. Pode-se observar na Figura 50 a curva V_{xt} para a forma de onda negativa padronizada com tempo de frente de $1,2 \mu\text{s}$, tempo de cauda de $50 \mu\text{s}$.

Figura 50 - Curva V_{xt} para polaridade negativa da forma de onda padrão 1,2 μs / 50 μs .



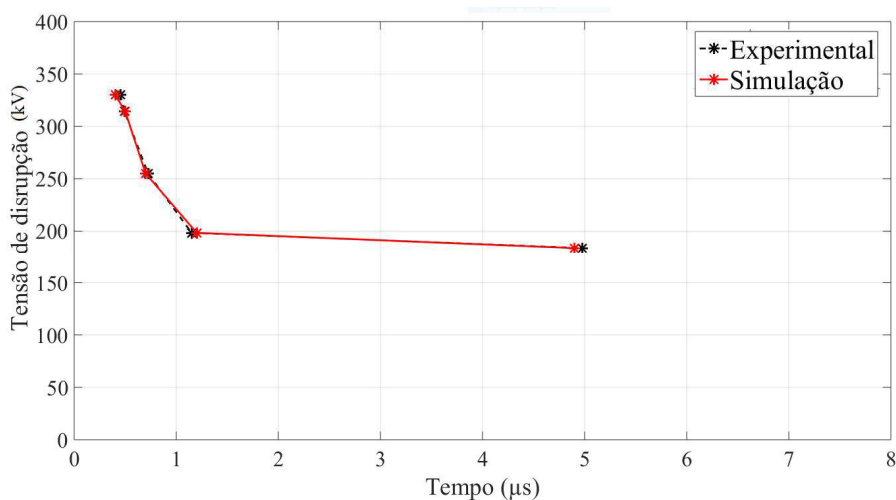
Fonte: autoria própria.

Os resultados obtidos em simulação foram bem próximos aos dados experimentais realizados por Faria [3], sendo que os tempos das rupturas ocorreram entre o intervalo de 0,7 μs a 4,5 μs . O erro quadrático médio em porcentagem para esta forma de onda foi de 0,44%. Observou-se que seus tempos de ruptura demonstraram ser um pouco mais rápidos em comparação com os resultados obtidos para a polaridade positiva da onda padronizada.

5.3.2.5 Curva V_{xt} para forma de onda positiva 0,5 μs / 5 μs .

As simulações para obter a curva V_{xt} da forma de onda não padronizada na polaridade positiva foram realizadas e seus tempos de ruptura ocorreram no intervalo entre 0,7 μs e 5 μs . O erro quadrático médio em porcentagem para esta forma de onda foi de 0,23%. Pode-se observar na Figura 51 a curva V_{xt} para a forma de onda positiva não padronizada com tempo de frente de 0,5 μs , tempo de cauda de 5 μs .

Figura 51 - Curva V_{xt} para polaridade positiva da forma de onda não padronizada 0,5 μs / 5 μs .

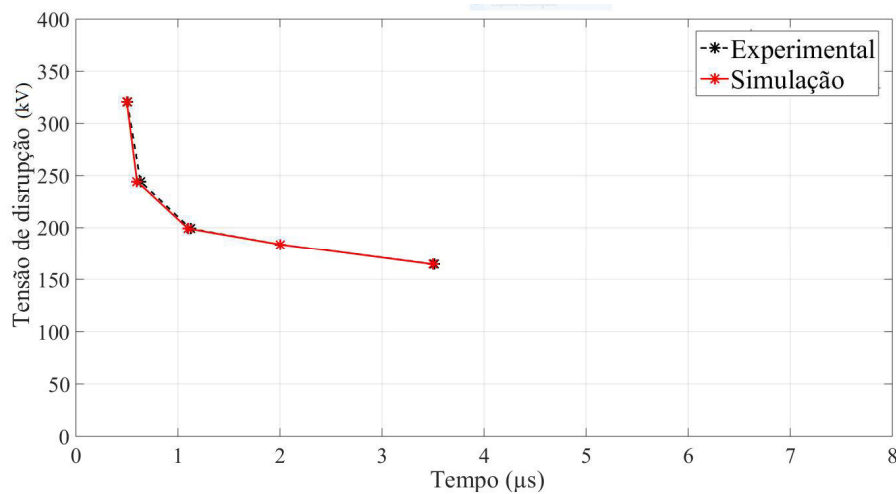


Fonte: autoria própria.

5.3.2.6 Curva $V \times t$ para forma de onda negativa $0,5\mu s/5\mu s$.

As simulações para obter a curva $V \times t$ da forma de onda não padronizada na polaridade negativa foram realizadas e podem ser observadas na Figura 52.

Figura 52 - Curva $V \times t$ para polaridade negativa da forma de onda não padronizada $0,5 \mu s / 5 \mu s$.



Fonte: autoria própria

Seus tempos de ruptura ocorreram no intervalo entre $0,7 \mu s$ e $3,6 \mu s$. O erro quadrático médio em porcentagem para esta forma de onda foi de $0,04\%$. Por fim, seus tempos de ruptura também foram mais rápidos quando comparados com a mesma onda na polaridade positiva.

Capítulo 6

Conclusões e trabalhos futuros

Apesar de não levar em consideração todos os efeitos físicos que compõem o fenômeno de disrupção do ar, o método proposto permite a simulação satisfatória com adesão apropriada de situações de disrupção (ou não disrupção) do meio dielétrico em geometrias com proporções consideráveis, e diante de campos elétricos não uniformes. Além disso, o método requer um esforço computacional menor do que o requerido em métodos elaborados sob a perspectiva microscópica.

O algoritmo foi capaz de representar uma alta taxa de decaimento da resistividade diante do fenômeno da ionização, quando aplicado um impulso de tensão que ensaiado em laboratório, constatou a disrupção do ar. Além disso, foi capaz de caracterizar a regeneração do meio quando os valores de campo elétrico foram menores que o gradiente de ionização em seus instantes específicos, processo denominado deionização.

Como o foco deste trabalho foi o processo de ionização do meio, os valores das constantes de deionização foram pré-fixados em $3\mu\text{s}$. No entanto, para os valores das constantes de ionização, houve uma adaptação de acordo com a geometria da chave, a polaridade de tensão aplicada, as formas de ondas e as curvas de campo elétrico calculadas no *software*.

Os resultados simulados indicam valores de tensão disruptiva em altas frequências, que podem ser utilizados para estudos futuros com o objetivo de aprimorar o nível básico de isolamento dos equipamentos. Diante desse contexto, tais estudos podem proporcionar uma maior confiabilidade aos sistemas elétricos que operam em médias tensões.

Em relação ao grande número de simplificações, que representam o fenômeno na perspectiva macroscópica, os algoritmos e as simulações realizadas, podem ser adequados, mediante novas pesquisas e abordagens, para que assim consigam prever valores de tensão disruptiva com maior precisão. Como recomendação de trabalhos futuros tem-se:

- Realizar simulações no COMSOL multiphysics®, que analisem de forma diferenciada as polaridades de tensão distintas em relação à distribuição de campo elétrico;
- Implementar um modelo pontual e dependente, no qual cada elemento pontual exerça influência sobre o ponto seguinte;

- Fabricar protótipos a serem testados em laboratórios,e com isso constatar a maior suportabilidade dielétrica dos equipamentos modificados;

- Utilizar os modelos de balanço energético; e de raio e comprimento efetivo, para realizar comparações a partir de simulações;

- Realizar todas as simulações, utilizando os métodos deste trabalho, no COMSOL multiphysics®, sem a necessidade de importação e comparação de valores através de algoritmos desenvolvidos em outro *software*, permitindo a otimização do processo.

Referências Bibliográficas

- [1] Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. Disponível em: <http://www.inpe.br/weblat/homepage/menu/noticias/informativo/index.php?informativo=38>. Acesso em Jan de 2019.
- [2] NAIDU, M.S., KAMARAJU, V., **High Voltage Engineering**. 2ed, New York, NY, McGraw Hill Education, 1996.
- [3] FARIA G. H., 2017, *Estudo do Comportamento Dielétrico de Equipamentos de Manobra em Média Tensão Frente a Impulsos Não Padronizados* Dissertação, Departamento de Engenharia elétrica, Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, MG, Brasil.
- [4] ARAUJO J. F., 2016, *Nova Metodologia Baseada nos Critérios de Von Mises e de Fadiga para Avaliação dos Esforços Eletromecânicos Causados pela Circulação de Correntes de Curto Circuito nos Enrolamentos de Transformadores*. Tese, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Federal de Campina Grande, PB, Brasil.
- [5] JUNIOR, O. P., PINTO I. D. A., **Relâmpagos**, 2 ed, São Paulo, Brasiliense, 2009.
- [6] KUFFEL, E., ZAENGL, W.S., KUFFEL, J., **High Voltage Engineering, Fundamentals** 2ed, Burlington, Newnes (Butterworth-Heinemann), 2000.
- [7] MORROW, R., LOWKE, J. J., “Streamer propagation in air”, **Journal of Physics D: Applied Physics** , v. 30 n. 4, pp. 614-627 1997.
- [8] OLIVIER, D., LIBERIS, P., OLIVIER, E., et al, “Critical Analysis on Two-Dimensional Point –to-Plane Streamer Simulations Using the Finite Element and Finite Volume Methods”, **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. 35, n. 5, pp. 1287-1298, 2007.
- [9] NELS, L. J. E., SERGEY, K. V., IGOR, K. A., et al, “ Modeling of corona-induced electrohydrodynamic flow with COMSOL multiphysics”, **Proc. ESA Annual Meeting on Electrostatic**, pp. 1-13, Seattle, 2008.
- [10] QUAIST, M., LALIC, N. R., “Streamer Propagation in a point-to-plane geometry”, **COMSOL Conference**, pp. 1-5, Milan, 2009.
- [11] CUMERAS, R., GRÀCIA, I., FIGUERAS, E., et al. “COMSOL Modelling of a planar micro ion mobility spectrometer”. **Instituto de microelectrònica de Barcelona**, pp. 1-6, Paris, 2010.
- [12] GO, D. B., POHLMAN, D. A., “A mathematical model of the modified Paschen’s curve for breakdown in microscale gaps”. **Journal of Applied Physics**. pp. 107-115. 2010.

- [13] TRAN, T. N., GOLOSNOY, I. O., LEWIN, P. L., et al. “ Numerical modelling of negative discharges in air with experimental validation” **Journal of Physics D: Applied Physics**, pp.15-203.2011.
- [14] WISSDORF, W., POHLER, L., KLEE, S., et al. “ Simulation of ion motion at atmospheric pressure: particle tracing versus electrokinetic flow”.**American Society for Mass Spectrometry**.pp. 397-406. 2011.
- [15] KIM, N. K., LEE, S. H., GEORGHIOU, G. H., et al. “Accurate Prediction Method of Breakdown Voltage in Air at Atmospheric Pressure”. **Journal of Electrical Engineering & Technology**, v. 7, n. 1, pp. 97-102. 2012.
- [16] SINGH, S., SERDYUK, Y., SUMMER, R., “Adaptive Numerical Simulation of Streamer Propagation in Atmospheric Air”. **Chalmers Publication Library. Proc. COMSOL Conference**, pp. 23-25, 2013.
- [17] EL-ZEIN, A. E., TALAAT, M., SAMIR, A., “ Positive Streamer Simulation in Air Using Finite Element Method”. **American Journal of Modern Energy**. v. 3, n. 5, pp. 95-100, 2017.
- [18] LEE, H., KIM, S., LEE, S. “Finite Element Analysis of Positive and Negative Discharge in Atmospheric Air”. **20th International Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS)**. pp. 1-6, 2017.
- [19] SERDYUK, Y. V., GUBANSKI, S. M., “Computer Simulations of Discharges along Insulator Surfaces”. **IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomenon (CEIDP)**.pp. 26-29, 2017.
- [20] COORAY, V., **Lightning Protection**, 2ed. United Kingdom, The Institute of Engineering and Technology, 2010.
- [21] LOPES, G. P, 2013, *Avaliação do Comportamento Dielétrico de Isoladores de Média Tensão Frente à Sobreensões Induzidas de Origem Atmosférica*. Dissertação - Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, Brasil.
- [22] D’AJUZ, A., et al **Transitórios elétricos e coordenação de isolamento – Aplicação em sistemas de potência de alta tensão** . 1ed, Editora Universitária, Universidade Federal Fluminense, 1987.
- [23] IEC-International Standard 60071-1, “Insulation co-ordination – Part 1 Definitions, principles and rules”, 3ed.december 1996.
- [24] ABNT - Associação Brasileira de Normas Técnicas, “NBR 6939:2000 - Coordenação de Isolamento - Procedimento”, Rio de Janeiro.
- [25] CARDOSO, A. d. S., 2006“*Ensaio de Suportabilidade Dielétrica de Diferentes Eletrodos e Espaçamentos ao Ar Livre e Dentro de Pannel Metálico Sob Impulso Atmosférico e Tensão Alternada*”. Dissertação, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brasil.

- [26] WADHWA, C. L., **High Voltage Engineering**, 3ed, New Age International Publishers, 2012.
- [27] RAETHER, H., **Electron Avalanches and Breakdown in Gases**. Butterworths, 1ed, Butterworths, Washington DC, 1964.
- [28] VISACRO, S.; ROSADO, G. “Response of grounding electrodes to impulsive currents: an experimental evaluation”. **IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility**, v. 51, n. 1, p. 161 – 164, 2009.
- [29] GRCEV, L.; POPOV, M. “On high-frequency circuit equivalents of a vertical ground rod”. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 20, n. 2, p. 1598–1603, 2005.
- [30] LIEW, A. C.; DARVENIZA, M. “Dynamic model of impulse characteristics of concentrated earths”. **Proc. Institute of Electrical Engineers**, v. 121, n. 2, p. 123 – 135, 1974.
- [31] SEKIOKA, S., LORENTZOU, M. I., PHILIPPAKOU, M. P., *et al.* “Current-dependent grounding resistance model based on energy balance of soil ionization”. **IEEE Transactions on Power Delivery**. v. 21, n. 1, p. 194–201, 2006.
- [32] BELLASCHI, P. L.; ARMINGTON, R. E.; SNOWDEN, A. E. “ Impulse and 60-cycle characteristics of driven grounds- part ii”. **Transactions of the American Institute of Electrical Engineers - AIEE**, v. 61, n. 6, p. 349–364, 1942.
- [33] BEZERRA, G. V. N., 2017 “*Análise de sistemas de aterramento com hastes concretadas submetidos a correntes impulsivas*”, Dissertação, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, PB, Brasil.
- [34] ABNT. NBR 6935 – “Seccionador, chaves de terra e aterramento rápido” – Referências – Elaboração. Associação Brasileira de Normas Técnicas (p.3) ABNT (Substituída por ABNT NBR IEC 62271 -102:2006), Janeiro 1985.
- [35] MAMEDE, F. J., **Manual de equipamentos elétricos** – 3 ed. Rio de Janeiro, LTC, 2005.
- [36] EMBRAMAT: distribuidora de materiais elétricos em alta tensão. Disponível em: <<https://embramata.tatensao.com.br/loja/chave-seccionadora-unipolar/>>. Acesso em: 17 dez. 2018.
- [37] LTDA MAURIZIO, “Catálogo de Chave fusível – Tipo MZ- Standard”, **catálogo geral**, São Paulo, pp. 1-7, 2005.
- [38] PEREIRA, O. J. B. A., “Introdução ao Método dos Elementos Finitos na Análise de problemas planos de elasticidade”, Disponível em: <<http://www.civil.ist.utl.pt/ae2/IMEFAPPE.pdf>>. Acesso em: Out.2018.
- [39] SADIKU. M. N. O. “**Elementos de Eletromagnetismo**”. 3 ed, ,Bookman , 2004.

- [40] FERREIRA T. V., 2007 “*Estudo do trilhamento em isoladores poliméricos* ”. Dissertação. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Federal de Campina Grande, Brasil.
- [41] SADIKU, M. N. O.“ A Simple Introduction to Finite Element Analysis of Electromagnetic Problems. **IEEE Transactions on Education**, v. 32, n. 2, pp. 85-93, 1989.
- [42] CHOWDHURI, P.,GROSS, E. T. B., “Voltage Surges Induced on Overhead Lines by Lightning Strokes”, **Proceedings of IEEE**, v. 114, n 12, pp. 1899-1907,1967.
- [43] DARVENIZA,M , VLASTOS, A. E, “The Generalized Integration Method for Predicting Impulse Volt-Time Characteristics for Non-standard Wave Shapes - A Theoretical Basis”, **IEEE - Transactions on Electrical Insulation**, v. 23, n 3, pp.373-381, 1988.
- [44] NUCCI, C. A, RACHIDI, F, IVANOZ, M. V, MAZZETTI, C, “Lightning-Induced Voltages on Overhead Lines”. **IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility**, v. 35, n 1, pp. 75-86, 1993.
- [45] PIANTINI, A. , JANISZEWSKI, J. M, “Induced Voltages on Distribution Lines Due to Lightning Discharges on Nearby Metallic Structures”. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 34, n 5, pp. 2799-2802, 1998.
- [46] SOARES, J. A, SHOROEDER, M. A. O. , VISACRO, S, “Transient Voltages in Transmission Lines Caused by Direct Lightning Strikes”, **IEEE Transactions on Power Delivery**, vo. 20, n 2, pp. 1447-1452, 2005.
- [47] VALECILLOS, B., RAMIREZ, J., “Evaluation of Lightning Impluse Test by Frequency Response Analysis”, **IEEE PES, Transmission and Distribution Conference and Exposition Latin America**. pp. 1-6, 2006.
- [48] LOPES, G. P., J. A. D. Pedro e M. L. B. Martinez, “Evaluation of CFO for Medium Voltage Insulators Submitted to Non-Standard Impulse Shapes - Experimental Results”, **IEEE Electrical Insulation Conference (EIC)**, pp. 419-423, 2013.
- [49] INTHOULATH, K, BANMONGKOL, C., “A Simulation of Breakdown Characteristics of Suspension Insulators under Standard Lightning Impulse Voltages”, **TENCON - IEEE Region 10 Conference**, pp. 1-4, 2014.
- [50] FARIA, G. H., LOPES, G. P. Lopes, NETO, E. T. W, MARTINEZ, M. L. B, “Estudo do comportamento da Isolação de Chaves Seccionadoras de Média Tensão Frente à Ocorrência de Surtos Não Padronizados”, **CIGRÉ - XVI ERIAC**.pp. 1-8, 2015.
- [51] SHIGIHARA, M, PIANTINI, A., “Volt-time Curves of 24 kV Porcelain Insulators under Non- Standard Impulse Waveshapes”, **ICLP - International Conference on Lightning Protection**, pp. 1-5 2016.

- [52] LOPES, G. P., FARIA, G. H., NETO, E. T. W, MARTINEZ, M. L. B, “ Lightning Withstand of Medium Voltage Cut-out Fuses Stressed by Nonstandard Impulse Shapes”, **IEEE: EIC - Electrical Insulation Conference**. pp. 210-214 2016.
- [53] LTDA MAURIZIO, “*Catálogo de Chave Seccionadora de Distribuição*”, catálogo geral,São Paulo, pp. 1-5, 2002.
- [54] EDNAS. L. , ESTERA M. M., 2005“*Metodologia da pesquisa e elaboração de dissertação*”, Dissertação 4ed, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil.
- [55] LOWRIE, W., **Fundamentals of Geophysics**, 2ed, Cambridge, Cambridge University Press, 2007.
- [56] CALLISTER, WD. JR, RETHWISCH, DG, **Materials Science and Engineering. Introduction**, 8ed, John Wiley an sons, 2012.
- [57] COMSOL Multiphysics®.- Introduction to COMSOL multiphysics®, Version 5.3, pp. 1-198, 2017.
- [58] COMSOL Multiphysics® 5.3a, “ Atmospheric Pressure Corona Discharge: Disponível em: <<https://br.comsol.com/release/5.3/plasma-module>>, Acesso em: dez. 2018”.
- [59] HEIDLER, F., CVETIC, J. M., STANIC, B. V., “Calculation of Lightning Current” IEE Transactions on Power Delivery”, v. 14, n 2, pp. 399-404, 1999.